SÉRIE E
N° D'ORDRE : 145

THÈSE

PRÉSENTÉE

A L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT

(U.E.R SCIENCES EXACTES ET NATURELLES)

POUR OBTENIR

LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN-PIERRE ALARD

MAITRE-ASSISTANT A LA FACULTÉ DES SCIENCES

ETUDE DE L'ÉJECTION DE NUCLIDES LÉGERS DANS LES INTERACTIONS DE PROTONS ÉNERGÉTIQUES AVEC LES NOYAUX ; COMPARAISON AVEC DES MODÈLES THÉORIQUES ; INTÉRÊT ASTROPHYSIQUE DE L'ÉTUDE

SOUTENUE LE 7 MAI 1971 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Président d'honneur :	M. P. CÜER
Président :	M. L. AVAN
Examinateurs :	Mme M. AVAN
	M. R. COMBE
	M. G. ROCHE
Invité :	M. H. REEVES

SÉRIE E
N° D'ORDRE : 145

THÈSE

PRÉSENTÉE

A L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT

(U.E.R SCIENCES EXACTES ET NATURELLES)

POUR OBTENIR

LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN-PIERRE ALARD

MAITRE-ASSISTANT A LA FACULTÉ DES SCIENCES

ETUDE DE L'ÉJECTION DE NUCLIDES LÉGERS DANS LES INTERACTIONS DE PROTONS ÉNERGÉTIQUES AVEC LES NOYAUX ; COMPARAISON AVEC DES MODÈLES THÉORIQUES ; INTÉRÊT ASTROPHYSIQUE DE L'ÉTUDE

SOUTENUE LE 7 MAI 1971 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Président d'honneur :	M. P. CÜER
Président :	M. L. AVAN
Examinateurs :	Mme M. AVAN
	M. R. COMBE
	M. G. ROCHE
Invité :	M. H. REEVES

SÉRIE E
N° D'ORDRE : 145

THÈSE

PRÉSENTÉE

A L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT

(U.E.R SCIENCES EXACTES ET NATURELLES)

POUR OBTENIR

LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN-PIERRE ALARD

MAITRE-ASSISTANT A LA FACULTÉ DES SCIENCES

UNIV. LEIDEN BIBL.

ETUDE DE L'ÉJECTION DE NUCLIDES LÉGERS DANS

LES INTERACTIONS DE PROTONS ÉNERGÉTIQUES AVEC

LES NOYAUX : COMPARAISON AVEC DES MODÈLES

THÉORIQUES : INTÉRÊT ASTROPHYSIQUE DE L'ÉTUDE

SOUTENUE LE 7 MAI 1971 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Président d'honneur : M. P CÜER

Président : M. L AVAN

Examinateurs : Mme M AVAN

M. R COMBE

M. G ROCHE

Invité : M. H REEVES

UNIVERSITE DE CLERMONT

FACULTE DES SCIENCES

DOYEN : M. KOHLMULLER Robert

ASSESSEUR : M. CHADEYRAS Marcel

P R O F E S S E U R S

M. RAMBAUD René	Chimie
M. ROQUES Maurice	Géologie
M. LAPADU-HARGUES Pierre	Minéralogie
M. LUTZ Hubert	Biologie animale
M. RAOULT Gaston	Physique
M. CHAMPAGNAT Paul	Physiologie végétale
M. DUPLESSIS-KERGOMARD Alain	Chimie
M. AVAN Jean-Louis	Physique expérimentale
Mme HENNEQUIN Françoise	Mathématiques Pures
Mlle BERTHET Ginette	Physique
M. LOISEAU Jean	Botanique
M. COMBE René	Physique
M. DE PUYTORAC Pierre	Zoologie
Mme AVAN Madeleine	Physique
Mlle DONDON Marie-Louise	Chimie Physique
M. DELOST Paul	Physiologie animale
M. VIALLARD André	Chimie
M. KOHLMULLER Robert	Chimie minérale
M. GUILLAUME Marcel	Algèbre
M. COMBE Jean	Physique
M. HENNEQUIN Paul	Mathématiques appliquées
M. L'HERITIER Philippe	Génétique
M. VESSIERE Roger	Chimie Organique
M. BAILLAUD Lucien	Botanique
M. BERNARD Maurice	Physique
M. N.....	Chaire de Chimie Physique
M. ACCARY	Métallurgie au C.U.S.T.

P R O F E S S E U R S A S S O C I E S

M. ROCCOS Pantelis	Mathématiques Pures
M. PEREZ	Mathématiques Appliquées

P R O F E S S E U R S S A N S C H A I R E

M. PETERLONGO Jean-Marc	Géologie
M. BATHIER Marcel	Physique
Mlle DUCHER Suzanne	Chimie
M. FALGAS Maurice	Mathématiques Pures
M. MARTINET Pierre	Chimie

.../

M. MAISONNEUVE Jacques	Géologie
M. CAPESTAN Michel	Chimie
M. LENOIR Marcel	Mathématiques Pures
M. THOMAS Jean	Physique
M. ISABELLE Didier	Physique
M. SOULAGE René	Géophysique Générale
M. COURDUROUX Jean-Claude	Botanique

MAITRES DE CONFERENCES

M. DUFAURE Jean-Pierre	Cytophysiologie
M. BADRIKIAN Albert	Mathématiques Appliquées
M. GRAIN Jean	Zoologie et Biologie Cellulaire
Mme BESSERRE Anne-Marie	Mathématiques Pures
M. JEAN Claude	Physiologie animale
M. LE THAN PHONG	Mathématiques Pures
M. MIGNOT Jean-Pierre	Zoologie
M. VELLEY Georges	Psycho-Physiologie
M. COUSSEINS Jean-Claude	Chimie
M. LEMAIRE Jacques	Chimie
M. CHADEYRAS Marcel	Mathématiques Pures
M. BOILLAT Guy	Mathématiques Pures
M. CADORET Robert	Physique
M. LE MEN François	Physique
M. GAGNY Claude	Géologie
M. LARPENT Jean-Paul	Microbiologie Appliquée C.U.S.T.
M. BESSERRE Daniel	Spectroscopie C.U.S.T.
M. ACKERMANN Patrick	Electronique Automatique C.U.S.T.
M. LHOMME Jean	Chimie des Substances Nat. C.U.S.T.
M. AUSLENDER Alfred	Mathématiques Appliquées
M. IMBAUD Jean-Pierre	Physique
M. COULOMBEAU Alain	Chimie Organique Physique C.U.S.T.

CHARGES D'ENSEIGNEMENT

M. COFFI-N'KETSIA Barben	Mathématiques Pures
M. DUSSAUCHOY Alain	Informatique C.U.S.T.

ATTACHEE PRINCIPALE

Mme CHOPART Marie-Louise

Je remercie Monsieur le Professeur L. AVAN,

et Madame le Professeur M. AVAN,

qui m'ont accueilli au Laboratoire de Physique Nucléaire, et qui ont dirigé mon travail avec beaucoup d'attention et de bienveillance. C'est à eux que je dois mon initiation à la physique nucléaire ; je les prie de trouver ici l'expression de ma profonde et sincère reconnaissance.

Je remercie Monsieur le Professeur P. CÜER, de l'Université de Strasbourg, pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons pu avoir ensemble, ainsi que pour son soutien lors des diverses étapes de notre travail ; je le remercie tout particulièrement pour les conseils qu'il a bien voulu me dispenser lors de la lecture du manuscrit.

Je remercie Monsieur le Professeur H. REEVES, de l'Université de Montréal, d'avoir bien voulu accepter de faire partie de ce Jury ; ses judicieux conseils ainsi que son expérience des problèmes de l'astrophysique nucléaire, m'ont considérablement facilité la tâche.

Je remercie,

Monsieur le Professeur R. COMBE, de l'Université de Clermont, qui a bien voulu participer à ce Jury ;

Monsieur le Professeur G. ROCHE, pour son aide et ses conseils lors de nos expériences auprès des accélérateurs ; c'est à lui que nous devons notre initiation à l'électronique nucléaire ; son dévouement lors des expositions a été l'un des principaux facteurs de notre réussite ;

Monsieur le Professeur J. COMBE, pour ses judicieux conseils, ainsi que pour les discussions fructueuses que nous avons eues lors de notre travail.

Monsieur le Professeur R. HAGEDORN, Physicien au Centre Européen de Recherches Nucléaires, a été à l'origine de notre travail sur le plan théorique, et nous a guidés avec beaucoup de bienveillance. Qu'il trouve ici le témoignage de notre profonde gratitude.

Je remercie également Monsieur le Professeur O.KOFOED-HANSEN, Président du Comité de Physique III du CERN, ainsi que Messieurs les Professeurs E. SCHATZMANN et R. BERNAS, pour les conseils précieux lors de l'élaboration et de la discussion de nos projets expérimentaux.

Je remercie Messieurs les Professeurs L. HOFFMANN, du CERN, E. VILLAR, de l'Université de Valencia, R. CHASTEL, de l'Université de Bordeaux, R. PFOHL, de l'Université de Strasbourg et P. ZIELINSKI, de l'Université de Varsovie, pour les échanges de vues, discussions et réunions qui nous ont guidé durant notre travail.

Je remercie Monsieur le Docteur A.M. POSKANZER, de Berkeley, pour les intéressantes confrontations que nous avons pu effectuer entre nos divers résultats expérimentaux, et les discussions fructueuses qui ont suivi.

Monsieur P. SIFFERT, du P.R.E.N. de Strasbourg, nous a permis de réaliser nos expériences grâce à l'aide précieuse qu'il nous a apportée dans le domaine des détecteurs à semi-conducteurs. Nous l'en remercions vivement.

Je remercie Monsieur le Professeur J. PRORIOL, pour les discussions que nous avons eues sur le plan théorique.

Je remercie Monsieur le Professeur D. ISABELLE, pour les discussions que nous avons pu avoir ensemble.

Je remercie Monsieur le Professeur P.L. HENNEQUIN, Directeur du Centre de Calcul Numérique de l'Université de Clermont,pour la possibilité qui m'a été offerte d'utiliser l'ordinateur, ainsi que Monsieur R. BOUDEAUD, pour son amicale et efficace collaboration.

Monsieur le Professeur M. GUSAKOW, de l'Université de Lyon, nous a permis d'utiliser le synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire. Nous l'en remercions vivement.

L'ensemble de nos résultats a été obtenu grâce à un travail de groupe, et je tiens tout d'abord à remercier Monsieur A.CORDAILLAT, Ingénieur au CERN, pour son aide et son soutien amical lors de la préparation et la mise au point de nos expériences. Sa présence sur le site expérimental, son dévouement lors de la coordination de notre groupe, nous a permis de mener à bien notre travail au CERN, Nous l'en remercions vivement.

Je remercie également Monsieur le Docteur A.J. HERZ, pour les facilités qu'il nous a accordées dans son groupe, tant pour l'accès des faisceaux que pour l'accomplissement de certaines tâches de secrétariat et la lecture de certains documents.

Monsieur J. FARGEIX, grâce à sa très grande valeur sur le plan expérimental, a été pour nous un collaborateur précieux, et indispensable à la bonne conduite de notre programme expérimental. Nous le remercions vivement pour son excellent travail et son esprit d'équipe.

Monsieur C. MOTTA, Monsieur P. VIALLEFONT, Monsieur J.P. COSTILHES, ont participé depuis le début à l'activité de toute notre équipe, et ont contribué pour une très large part à l'aboutissement de ce travail. Je les remercie vivement pour leur excellent esprit d'équipe, et pour leur part importante lors de notre amicale et intéressante collaboration.

Je tiens à remercier Monsieur J.C. TAMAIN et Monsieur L. FRAYSSE, pour leur aide sur le plan théorique et expérimental. L'un et l'autre ont contribué - et continuent de contribuer - à une tâche qui est très lourde. Je les en remercie vivement.

Je remercie également Monsieur J. DHERMAIN, qui a contribué au développement expérimental de notre équipe, notamment dans le domaine de l'électronique, ainsi que lors des diverses expositions. Je remercie Monsieur A. BALDIT pour son aide et sa participation lors de la préparation des expériences au CERN.

Je remercie Monsieur M. CROUAU, pour son aide et pour la réalisation et la mise au point d'un certain nombre de circuits électroniques, ainsi que Monsieur A. FLEURY, pour les travaux photographiques, et Messieurs H. SALLE et J. ARNOLD pour leur aide sur le plan mécanique.

Je remercie tous mes camarades de la collaboration "E 52", en particulier Messieurs H. ANNONI, J.M. BOLTA, C. CARLES, A. SICRE, M. AUDOUARD, M. CORNAGO, R. OPPEL, pour leur efficace participation à notre travail.

Je remercie Madame J. JOUSSET et Madame J. PELLET, pour la tâche très importante qu'elles ont accomplie lors des mesures au microscope ; la précision de leur travail est à l'origine des résultats obtenus lors de l'expérience "E 52". Je remercie également Madame D. DHERMAIN, Mademoiselle J. BALESTRA et Monsieur Y.M.COSTILHES, pour leur travail de dépouillement.

Je remercie Monsieur M. QUERROU, ainsi que tous les membres de l'équipe "diffusion cohérente" pour leur amicale collaboration, lors des expériences préliminaires sur le faisceau "Isolde".

Enfin je remercie tous mes camarades de laboratoire pour leur soutien et leur esprit d'équipe.

Mademoiselle G. GUITTARD a assuré la dactylographie de ce mémoire. Je la remercie pour ce travail, ainsi que pour son dévouement et sa collaboration de tous les jours au laboratoire. Qu'elle trouve ici le témoignage de ma reconnaissance.

Je remercie enfin Mademoiselle F. GAYAUD, Mademoiselle D. VOISSET, qui ont participé à la dactylographie de ce mémoire, ainsi que le Service de l'Imprimerie de la Faculté des Sciences, pour le soin avec lequel ont été reproduits les dessins et les photographies.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - Le Problème astrophysique 5

1°- Le milieu interstellaire 6

2°- Interaction des rayons cosmique avec le milieu interstellaire 7

3°- Comparaisons entre abondance cosmique et abondance universelle 11

4°- Etude quantitative de la propagation du rayonnement cosmique 14

5°- Application à la datation des météorites 21

CHAPITRE II - Aspect corpusculaire et aspect théorique 22

§ 1. Quelques données expérimentales 24

§ 2. Etude théorique 26

1°- Théorie de l'évaporation nucléaire 27

2°- Théorie du pick up en vol 32

3°- Ejection de sous-structures 40

4°- Modèle statistique et thermodynamique 50

CHAPITRE III - EXPERIENCES 75

§ 1. Expérience "E 52" à 20 GeV 77

§ 2. Description du dispositif expérimental 78

§ 3. Etude méthodologique 82

§ 4. Résultats expérimentaux 87

Comparaison entre théorie et expérience 100

Conclusion 104

Appendices 109

Bibliographie 121

INTRODUCTION

L'étude expérimentale des interactions de hadrons énergétiques avec les noyaux complexes a permis de mettre en évidence l'éjection de nuclides légers (p d t ^{3}He ^{4}He) dont l'énergie cinétique peut varier de quelques MeV à plusieurs centaines de MeV.

Ces réactions de fragmentation présentent un grand intérêt en physique nucléaire, en ce qui concerne les mécanismes d'éjection et la structure du noyau. D'autre part, les développements récents de l'astrophysique ont permis de mettre en évidence le rôle de ces réactions dans la solution de certains problèmes : origine du rayonnement cosmique, propagation de ce rayonnement dans le milieu interstellaire, interactions avec les météorites.

Le premier chapitre est consacré à cet aspect astrophysique. Après une revue des problèmes liés au rayonnement cosmique, nous décrivons sa propagation dans le gaz interstellaire, et la formation consécutive, par fragmentation, d'isotopes légers de charge 1 et 2. Cette partie de notre travail est purement bibliographique ; cependant nous faisons apparaître la nécessité de prévoir des modèles d'interactions nucléaires permettant de prévoir les sections efficaces de fragmentation, et d'interpoler entre divers résultats expérimentaux.

Dans le second chapitre, consacré à l'aspect nucléaire, nous examinons diverses théories permettant d'expliquer l'éjection de fragments légers rapides : évaporation nucléaire, réactions de pick-up, réactions d'éjection directe, et théories statistiques. Nous insistons notamment sur la description de notre théorie thermodynamique de l'interaction (p + Noyau), directement inspirée de la théorie de Hagedorn, et nous montrons que cette méthode de calcul permet de prévoir non seulement l'allure des spectres énergétiques mais également les divers rapports de production entre nuclides légers.

Le troisième chapitre est consacré au programme expérimental entrepris au Laboratoire de Physique Nucléaire Fondamentale et Développement (I) de Clermont-Montluçon, concernant les réactions de fragmentation. Nous comparons nos résultats expérimentaux aux prédictions théoriques, et nous montrons que dans l'ensemble, les distributions obtenues sont en accord avec celles prévues par le modèle thermodynamique.

CHAPITRE I

LE PROBLEME ASTROPHYSIQUE

SOMMAIRE

1°- Le milieu interstellaire ;

2°- Interactions des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire ;

3°- Comparaisons entre abondance cosmique et abondance universelle ;

4°- Etude quantitative de la propagation du rayonnement cosmique ;

5°- Applications à la datation des météorites.

LE PROBLEME ASTROPHYSIQUE

Bien que la découverte du rayonnement cosmique date de plusieurs dizaines d'années, l'étude du flux de particules énergétiques en provenance de la Galaxie ou de la Métagalaxie reste encore, à l'heure actuelle, un des problèmes importants de la physique et de l'astrophysique.

Cet intérêt astrophysique n'a été vraiment mis en évidence qu'au cours des dernières années : en effet, entre 1929 et 1955-56, les rayons cosmiques constituaient avant tout une source de particules élémentaires de grande énergie, et à ce titre, permettaient aux physiciens corpusculaires d'étudier les interactions de ces particules ; en particulier les positons, muons, pions et kaons ont été découverts dans le rayonnement cosmique.

L'apparition des grands accélérateurs, permettant d'obtenir des faisceaux intenses de particules élémentaires de grande énergie, change totalement le point de vue du physicien - bien que certaines énergies cosmiques restent encore inaccessibles avec les accélérateurs actuels.

Parallèlement, le développement de la radioastronomie (1950-1953) montre qu'une partie importante des émissions radioélectriques en provenance de l'espace est produite par les rayons cosmiques. Il devient dès lors possible d'aborder l'étude de l'origine du rayonnement, et de ses propriétés dans les diverses régions de la Galaxie et de la Métagalaxie.

Ce qui précède montre alors le double intérêt présenté par l'étude du rayonnement cosmique :

- *Utilisation du rayonnement en physique corpusculaire* des très hautes énergies (on a pu mesurer des énergies de l'ordre de 10^{19} eV).

- Intérêt astrophysique

Dans ce dernier domaine, les centres d'intérêt peuvent être classés de la manière suivante :

1. Rayons cosmiques primaires sur la Terre ;
2. Rayons cosmiques primaires dans la Galaxie et la Métagalaxie, et leur interaction avec la matière interstellaire ;
3. Origine des rayons cosmiques ;
4. Les rayons cosmiques solaires ;
5. L'effet du milieu interplanétaire sur les rayons cosmiques ;
6. Les ceintures de radiations autour des planètes.

Les expériences et calculs décrits au cours de ce travail sont principalement liés au deuxième de ces centres d'intérêt. Au cours de ce chapitre, nous examinerons les points suivants :

* Etude de la matière interstellaire ;
* Interactions des rayons cosmiques avec la matière interstellaire ;
* Informations expérimentales apportées par la physique nucléaire ;
* Méthodes mathématiques utilisées pour exploiter ces informations.

1°- Le milieu interstellaire

La matière constituant la Galaxie est formée principalement de trois composantes (1) :

- La composante stellaire ;
- Le gaz interstellaire ;
- La poussière interstellaire.

a) Composante stellaire

La plus grande partie de la masse de matière est contenue dans les étoiles : ces dernières ont une masse totale de $10^{11}\ M_\odot = 2 \times 10^{44}$g ($M_\odot = 1{,}99 \times 10^{33}$ g). Cette masse totale est supérieure à celle des autres composantes d'environ deux ordres de grandeur ; malgré tout, nous verrons dans le 2° que le rôle de la composante stellaire dans l'interaction des rayons galactiques apparaît comme négligeable.

b) Gaz interstellaire

La masse totale de gaz interstellaire dans la Galaxie est de l'ordre de 10^9 $M_\odot$. Ce gaz est contenu dans un volume que l'on peut évaluer à 5×10^{66} cm^3, la concentration moyenne de gaz étant de l'ordre de 0,4 atome.cm^{-3}. Ces estimations sont valables pour le disque galactique ; en ce qui concerne le halo, la question de la concentration moyenne de gaz n'est pas résolue à l'heure actuelle. Cependant on peut montrer (2-5) que les incertitudes concernant la densité de gaz dans le halo n'affectent pas la valeur de la densité moyenne dans le volume occupé et pénétré par les rayons cosmiques.

Composition du gaz interstellaire : En accord avec Suess et Urey (6) et Cameron (7) l'hydrogène neutre constitue la majeure partie (90 %) du gaz ; l'hélium constitue pratiquement les 10 % restants. Cependant une petite partie de l'hydrogène (10 %) se présente sous forme ionisée, localisée dans les régions H - II entourant les étoiles chaudes. Compte tenu de ces données, nous nous basons sur les valeurs suivantes :

H_2 : 90 %

He : 10 %

Densité de gaz : (0,7 à 3,6) 10^{-24} $g.cm^{-3}$

c) La poussière interstellaire

La masse totale de poussière interstellaire contenue dans la Galaxie est de 1 % de la masse totale de gaz ; soit 10^7 $M_\odot$. Le rayon moyen des particules de poussière est de 4×10^{-5} cm, la masse moyenne de 3×10^{-13} g ; la densité de matière à l'intérieur des particules est de l'ordre de 1 $g.cm^{-3}$; enfin le nombre total de particules dans la Galaxie est de 10^{53} (Cf. GINZBURG et SYROVATSKII (1)).

2°- *Interactions des rayons cosmiques avec la matière interstellaire*

Dans ce paragraphe, nous analysons l'interaction des protons et noyaux plus lourds du rayonnement cosmique avec la matière galactique et métagalactique. Le problème est double :

- Connaître la contribution des différentes composantes (étoiles, poussières, ou gaz) ;
- Connaître la nature des interactions.

a) Contribution des différentes composantes

La majeure partie de la masse galactique est concentrée dans les étoiles ; cependant ces dernières ont une contribution négligeable (1) dans l'interaction des rayons cosmiques. En effet la vie moyenne d'une particule relativiste entre deux chocs avec une étoile est donnée par :

$$T = \frac{1}{\pi r_e^2 n_e c} \qquad (1)$$

où r_e = rayon stellaire moyen

n_e = densité stellaire moyenne.

Avec $r_e = 10^{11}$ cm et $n_e = 10^{-57}$ cm^{-3} on trouve : $T \simeq 10^{24}$ sec. soit environ 3×10^{16} années. Ce temps est très supérieur à l'âge de la Galaxie ($\simeq 10^{10}$ années) de sorte que le rôle de la composante stellaire dans l'absorption des rayons cosmiques peut être totalement ignoré.

Il n'en n'est pas de même des collisions avec la poussière interstellaire, qui sont beaucoup plus fréquentes ; le temps moyen de vol entre deux collisions est ici de l'ordre de 3×10^5 années. Cependant l'épaisseur de matière traversée lors de chaque collision est très faible (5×10^{-5} g/cm^2) ; un proton doit alors subir 10^6 collisions avec une particule de poussière pour donner lieu à une seule interaction nucléaire. Il en résulte un temps moyen entre deux collisions de l'ordre de 10^{11} années, très supérieur à l'âge de la Galaxie. En fait, les collisions avec les atomes de gaz interstellaire sont les plus fréquentes, et négliger la composante stellaire ainsi que les poussières, constitue une très bonne approximation.

b) Nature des interactions

Les interactions des rayons cosmiques avec l'hydrogène et l'hélium interstellaire peuvent être classées en quatre catégories :

* Pertes d'énergie par ionisation ;
* Rayonnement de freinage magnétique des protons et des noyaux ;
* Réactions photonucléaires ;
* Réactions nucléaires de fragmentation.

Nous passons rapidement en revue ces différents types d'interactions.

1. Ionisation

Pendant le mouvement d'une particule (ou d'un noyau) de masse M et de charge Z dans l'hydrogène atomique, les pertes d'énergie par excitation et ionisation des atomes du milieu sont données par l'expression :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 7{,}62\times10^{-9}\, Z^2 n \frac{c}{v}\left[22{,}2+4\,\mathrm{Log}\left(\frac{E}{mc^2}\right) + 2\,\mathrm{Log}\,\frac{v^2}{c^2} - 2\,\frac{v^2}{c^2}\right]\frac{eV}{s} \qquad (2)$$

L'expression (2) est valable uniquement pour les ions dont la vitesse est très supérieure à la vitesse caractéristique v_o des électrons du milieu (vitesse orbitale dans le cas de H atomique). Si $v < v_o$, l'expression prend la forme (8,9) :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 2{,}34 \times 10^{-23}\, n\,(Z + Z_c)\, v^2\,\frac{eV}{s} \qquad (3)$$

Pour $v = v_o$ on a :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = 2{,}9 \times 10^{-6}\, n\, Z_o^2 \;\; eV.s^{-1} \qquad (4)$$

Dans les expressions (2), (3), (4), n est la concentration des atomes d'hydrogène, Z_c est tel que $0{,}25\, Z \leqslant Z_c \leqslant 4\, Z$ et $Z_o = Z^{1/3}\,\frac{v}{v_o}$. L'indice i indique la nature de l'interaction (ionisation).

2. Rayonnement de freinage magnétique

Un noyau d'énergie E, de nombre atomique Z, de masse M, dans le cas ultrarelativiste ($E >> Mc^2$) subit le phénomène de rayonnement de freinage magnétique, suivant l'expression :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_m = 0{,}98 \times 10^{-3}\, B_\perp^2 \left(\frac{Z^2 m}{M}\right)^2 \left(\frac{E}{Mc^2}\right)^2 eV.s^{-1} \qquad (5)$$

$B_\perp$ est la composante transversale du champ magnétique et m est la masse de l'électron. L'effet de ce rayonnement de freinage magnétique est très petit. En effet, la plus grande énergie cosmique observée étant de 10^{19} eV, si l'on prend $< B_\perp > = 10^{-4}$ Tesla, on trouve un "temps caractéristique" (réduction de l'énergie à la moitié de sa valeur initiale) de 10^{12} années, donc 100 fois supérieur à l'âge présumé de la Galaxie.

3. Réactions photonucléaires

Il s'agit de la photofission des noyaux cosmiques par les photons thermiques émis par le soleil et les étoiles. Ces réactions peuvent avoir une contribution importante pour les noyaux dont

l'énergie est de l'ordre de 10^{16} eV ; une telle énergie se place en dehors du domaine qui nous intéresse par la suite.

4. Réactions nucléaires de fragmentation

Les interactions nucléaires entre les rayons cosmiques et l'hydrogène et l'hélium interstellaires constituent la partie la plus importante des interactions contribuant à l'absorption ou à la dégradation des particules de haute énergie.

On définit un libre parcours moyen Λ_i (en $g.cm^{-2}$) au moyen de l'expression suivante :

$$\Lambda_i = \frac{\rho}{n\sigma_i} \qquad (6)$$

où σ_i est la section efficace d'interaction inélastique d'un noyau i avec un noyau (H_2 ou He) du milieu interstellaire.

n est le nombre d'atomes-cibles par cm^3 ;

ρ est la masse volumique du milieu interstellaire.

Le Tableau I donne les valeurs des sections efficaces et des libres parcours moyens, pour les interactions inélastiques et pour les absorptions, ainsi que la notation adoptée pour les différents groupes de noyaux incidents. La colonne 1 donne un ordre de grandeur de l'importance relative de ces divers noyaux dans le rayonnement cosmique.

Les valeurs des sections efficaces ont été données par Kalbach et al (10) pour les réactions (p, p) ; les autres sections efficaces ont été calculées (1) d'après Ashmore et al (11) ainsi que Peters (12) en utilisant les expressions suivantes :

Noyaux de $Z > 2 + H_2$: $\sigma = \pi r^2$ $\qquad r = 1{,}26 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm

Noyaux de $Z > 2 + He$: $\sigma = \pi (R_1 + R_2 - 1.7 \times 10^{-13})^2$ cm

où $R_i = 1{,}45 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm.

Ces valeurs sont celles citées en particulier par V.L. GINZBURG et S.I. SYROVATSKII (1). Elles permettent de fixer un ordre de grandeur des libres parcours moyens, mais ne tiennent pas compte des résultats expérimentaux récents obtenus auprès des grands accélérateurs : nous reviendrons sur ce problème à l'occasion du traitement quantitatif de la propagation du rayonnement cosmique.

TABLEAU I

SECTIONS EFFICACES ET LIBRES PARCOURS DANS L'HYDROGENE ET LE GAZ INTERSTELLAIRE

Abondance cosmique	Groupe (Z)	Notation	$\bar{A}$	$\sigma \times 10^{27}$ cm^2 σ (mb)		λ g.cm^{-2}	
				H_2	Gaz interstellaire	H_2	Gaz interstellaire
680	1	P	1	23 mb	30 mb	74	72
46	2	α	4	93	110	18	20
1	3 à 5	L	10	230	250	7,3	8,7
3	6 à 9	M	14	290	310	5,8	6,9
1	$\geqslant$ 10	H	31	480	520	3,5	4,2
-	$10 \leqslant Z \leqslant 15$	H_3	24	410	440	4,1	4,9
-	$16 \leqslant Z \leqslant 19$	H_2	36	540	580	3,1	3,8
0,28	$\geqslant$ 20	$H_1 \equiv$ VH	51	690	730	2,4	3,0
-	25	Fe	56	730	780	2,3	2,8

3°- *Le problème astrophysique : comparaison entre abondances cosmiques et abondances universelles*

A) *Les faits expérimentaux*

Si l'on compare l'abondance relative des éléments dans le sytème solaire et dans les atmosphères stellaires (abondances dites "thermiques", obtenues par UREY et SUESS (6) CAMERON (7) ALLER (15)) avec l'abondance relative des éléments dans le rayonnement cosmique, on constate un certain nombre de différences essentielles illustrées par la Fig. 1 :

* abondance des noyaux de Li, Be, B, ainsi que des noyaux plus lourds, dans le rayonnement cosmique. Pour les noyaux Li, Be, B, le rapport abondance cosmique/abondance universelle est de $\sim 10^5$.

* les rapports He/H observés sont comparables.
(voir également Réf. (13), (14))

Cependant, une analyse isotopique des composants du rayonnement cosmique fait apparaître les différences fondamentales suivantes :

a) Noyaux de charge 1 ("groupe p")

La présence de noyaux de ^2_1H parmi la composante p a été à présent établie. Des mesures récentes (16, 17, 18) indiquent une limite supérieure de l'ordre de 10 % en ce qui concerne la proportion de deutérons dans le groupe p ; cette valeur est très supérieure à celle correspondant à l'abondance universelle (0,014 % au maximum).

La présence de noyaux de tritium (^3_1H) est rendue peu probable en raison de la faible durée de vie de cet isotope (12,2 années).

b) Noyaux de charge 2 ("groupe α ")

Les premiers résultats expérimentaux concernant le rapport $^3_2He/(^3_2He + ^4_2He)$ font état d'une valeur très élevée : 0,31 ± 0,08 (19). Un article récent du même auteur (APPA RAO) fait état d'une valeur moins élevée : 0,20 ± 0,05 (20). Les mesures les plus récentes (21 à 28) concernant les rapports $d/^4He$ ou $^3He/^4He$ ont été effectuées au moyen de ballons ou de satellites artificiels de la Terre. Les Fig. 2a et 2b montrent les résultats expérimentaux obtenus ; les techniques utilisées sont celles des télescopes (E, dE/dx).

Précisons ici que nous employons très souvent les notations "τ" et "α" pour désigner respectivement les isotopes ^3_2He et ^4_2He.

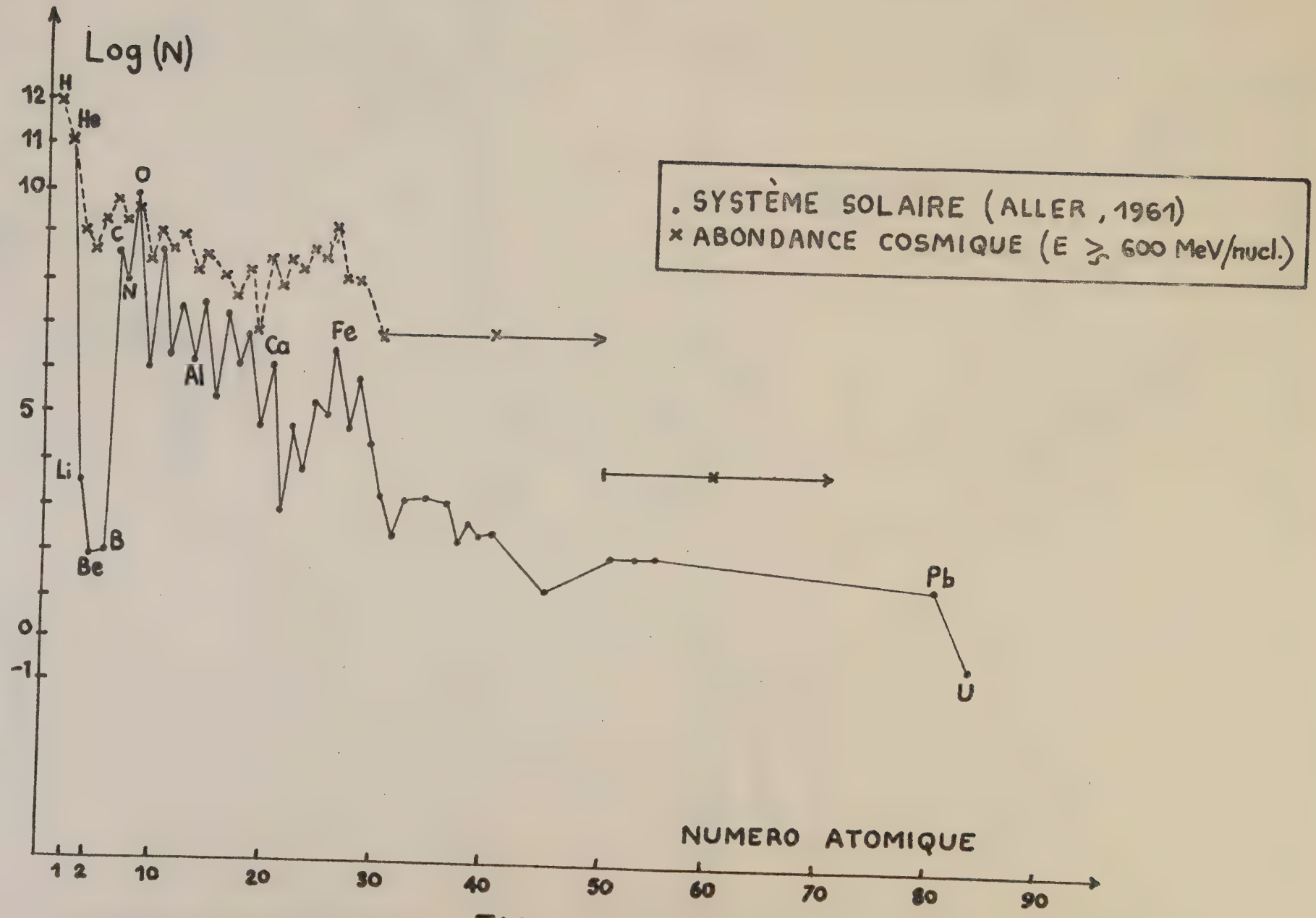
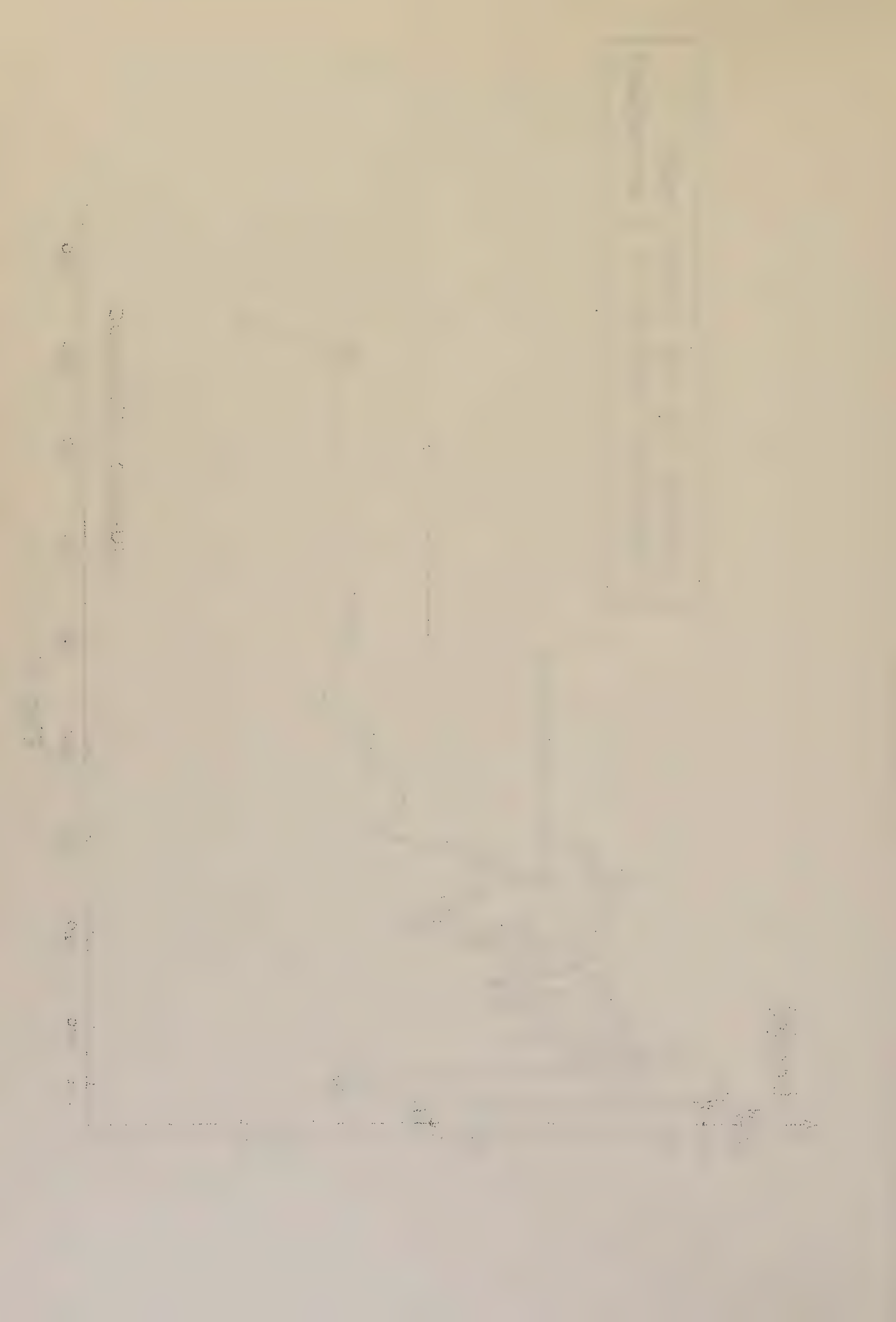

Log (N)
12
11
10
5
0
-1
H
He
Li
Be
B
C
N
O
Al
Ca
Fe
Pb
U
. SYSTÈME SOLAIRE (ALLER, 1961)
× ABONDANCE COSMIQUE (E ≳ 600 MeV/nucl.)
NUMERO ATOMIQUE
1
2
10
20
30
40
50
60
70
80
90

FIG. 1.



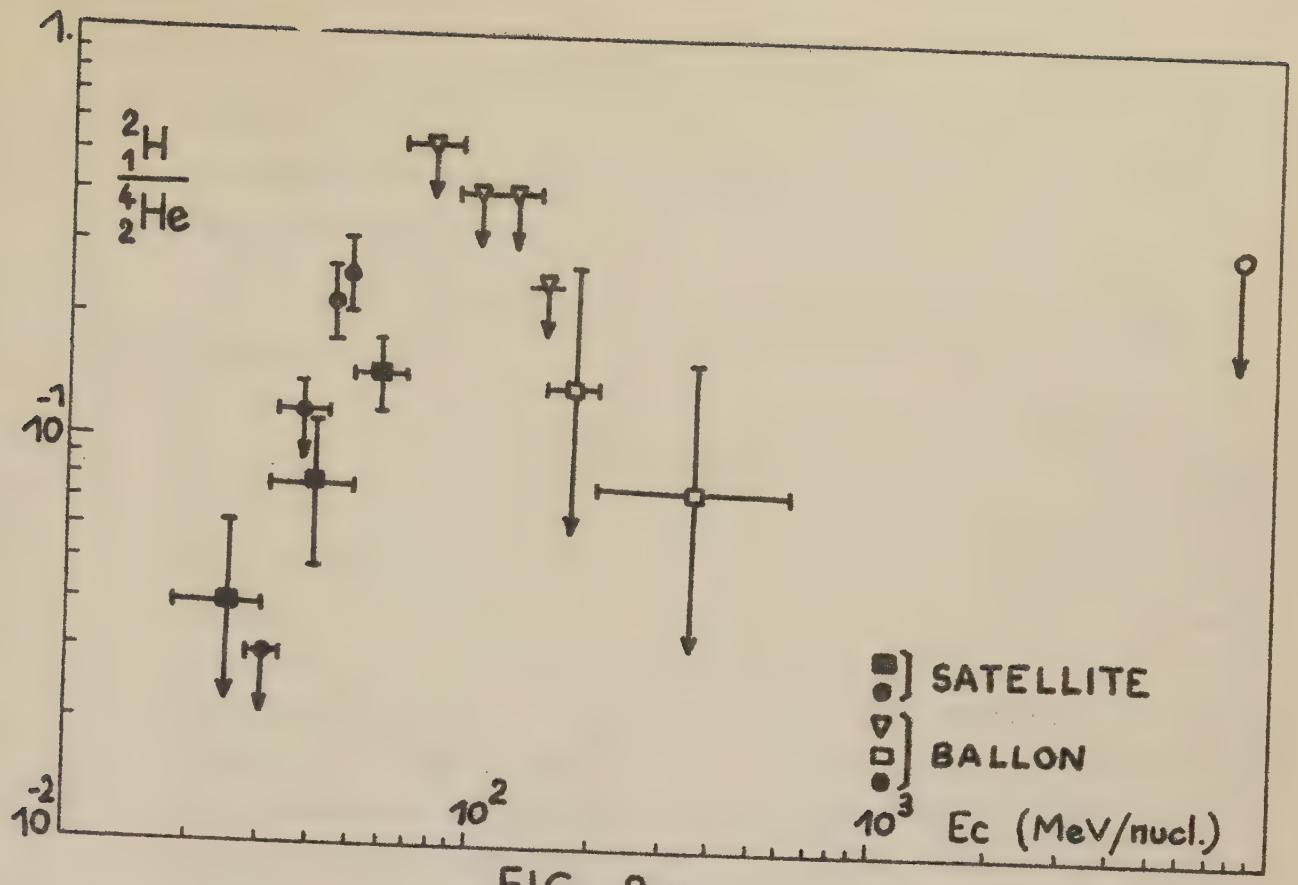
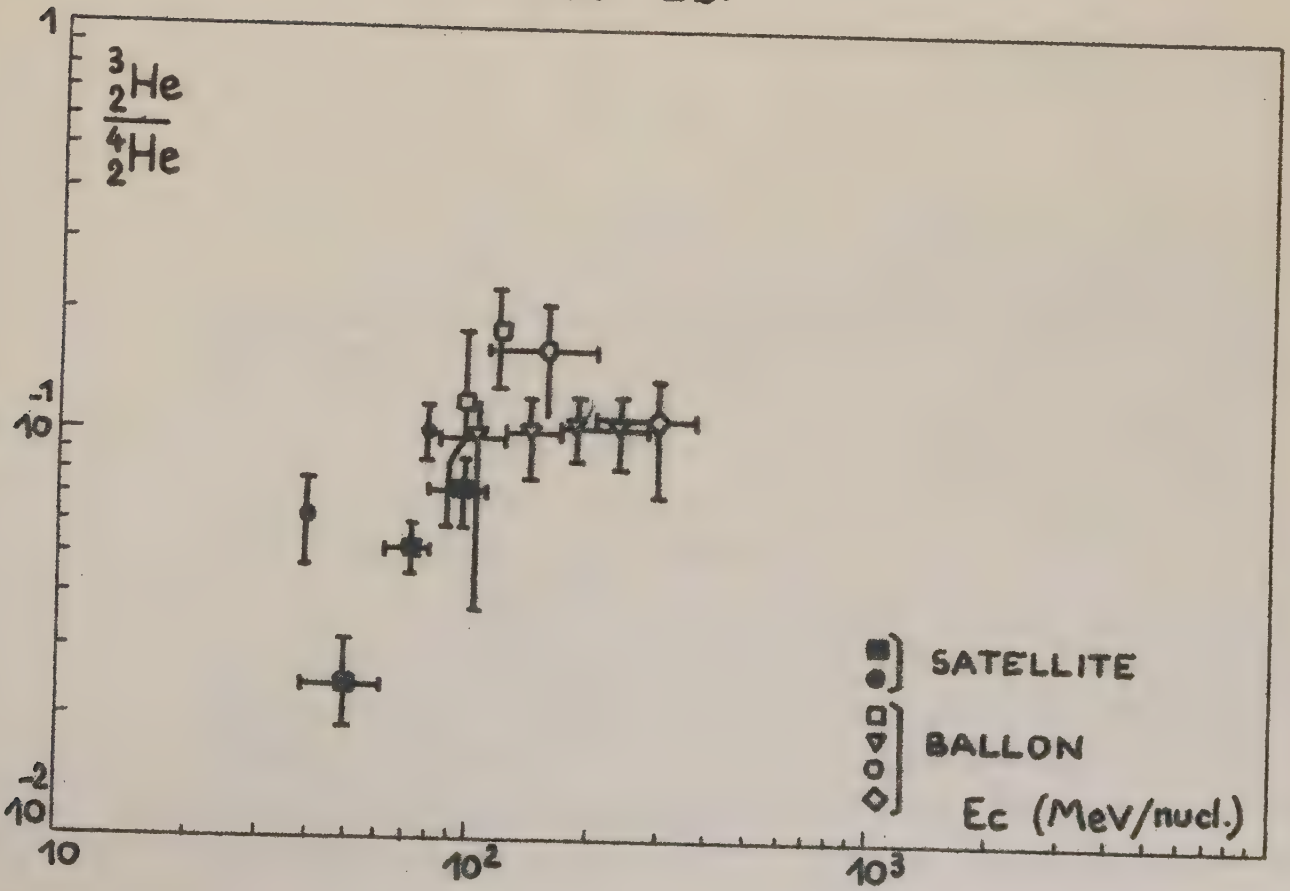

1.
^2_1H
$\overline{^4_2He}$
10^{-1}
10^{-2}
10^2
10^3
SATELLITE
BALLON
Ec (MeV/nucl.)

FIG. 2a.

FIG. 2b.


1
^3_2He
$\overline{^4_2He}$
10^{-1}
10^{-2}
10
10^2
10^3
SATELLITE
BALLON
Ec (MeV/nucl.)





c) Enfin, il est à présent bien établi que l'abondance des noyaux du groupe L (Li, Be, B) dans la radiation cosmique est bien plus importante que l'abondance universelle (29, 30, 31) le rapport étant ici de $\sim 10^5$.

B) Intérêt astrophysique de l'étude des réactions de fragmentation

La théorie actuelle de la formation des éléments dans l'Univers est due à Burbidge, Fowler, Hoyle (32). Les éléments ont été créés dans les étoiles lors de réactions thermonucléaires à partir de l'hydrogène. La théorie a été améliorée depuis 1967 par une meilleure connaissance des sections efficaces des réactions thermonucléaires ; elle rend compte de l'abondance des éléments dans le système solaire et dans la plupart des étoiles ou nébuleuses. En particulier les éléments légers (Li, Be, B, ^3_2He) ne sont pas produits par ces réactions thermonucléaires, et sont au contraire détruits aux températures considérées (33, 34). Une très petite quantité est produite par des réactions de spallation des éléments les plus proches, et par des réactions nucléaires induites par les neutrons. Les quantités ainsi produites sont très faibles ; en particulier on retiendra les rapports suivants :

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{Li,\ Be,\ B}{He^3 + He^4} \sim 10^{-7} \\ \text{et}\quad \dfrac{^3He}{^4He} \sim 5 \times 10^{-3} \end{array}\right\} \text{(abondance universelle ou "thermique")}$$

Il est donc logique d'admettre que ces éléments ne préexistent pas dans les sources de rayonnement cosmique, mais sont engendrés par des réactions secondaires de fragmentation entre les particules déjà accélérées et le gaz interstellaire (33). Au cours de ces réactions, des nuclides légers (p, d, t, He^3, He^4, Li, Be, B) sont éjectés.

Le premier intérêt est donc de déduire de l'abondance relative des nuclides légers dans le rayonnement cosmique, la quantité de gaz interstellaire traversée.

Le deuxième intérêt est de pouvoir étudier les modèles de propagation du rayonnement cosmique dans la Galaxie. De telles études nécessitent la connaissance de toutes les sections efficaces des réactions de spallation des noyaux compris entre l'hélium et le fer, par des protons et des particules α d'énergie comprise entre quelques dizaines de MeV et quelques GeV. Il est bien évident que ce problème

expérimental est loin d'être résolu ; nous pensons qu'il est préférable de mesurer quelques sections efficaces à des énergies déterminées, et de trouver une loi permettant d'évaluer les autres sections efficaces. Ce problème a trouvé en partie une solution en ce qui concerne les sections efficaces totales, par application de la "loi du ΔT" (35) ou de variation de l'isospin.

La connaissance des spectres énergétiques des nuclides émis est également nécessaire ; en effet le traitement complet des équations de propagation tient compte des sections efficaces différentielles en énergie ; d'autre part, la connaissance des spectres peut permettre d'évaluer l'accumulation des isotopes dans la Galaxie.

En conclusion, la connaissance précise des rapports de production, tels que d/p, t/d, t/He^3, He^3/He^4 est d'une grande importance en astrophysique, dans la mesure où ces données peuvent être utilisées pour décrire la trajectoire des rayons cosmiques dans la Galaxie, leur interaction avec la matière interstellaire et la dégradation de masse et de charge qui en résulte.

Les réactions nucléaires les plus intéressantes sont bien entendu celles qui correspondent aux noyaux les plus abondants, tant pour le rayonnement cosmique que pour le gaz interstellaire. Ces réactions sont les suivantes :

$$(p + \alpha) \quad ; \quad (p + \text{Noyau}) \quad ; \quad (\alpha + \alpha)$$

Un programme d'étude expérimentale de ces réactions a été entrepris au laboratoire ; dans ce travail, nous décrirons en particulier des expériences du type (p + Noyau) réalisées au CERN.

Considérations concernant l'énergie des rayons cosmiques

Les spectres d'énergie mesurés au voisinage de la Terre montrent que le rayonnement cosmique suit une loi de la forme :

$$\frac{dN}{dE} \simeq k\, E^{-2,5} \qquad (7)$$

pour des énergies de 10^{10} à 10^{16} eV/nucléon. Cependant pour des énergies plus faibles ($10^6 < E < 5 \times 10^9$ eV/nucléon) les spectres passent par un maximum situé à des énergies de quelques centaines de MeV/nucléon. La figure 3 montre quelques spectres d'énergie observés pour l'ensemble des particules (on remarquera le rôle joué par la modulation solaire).

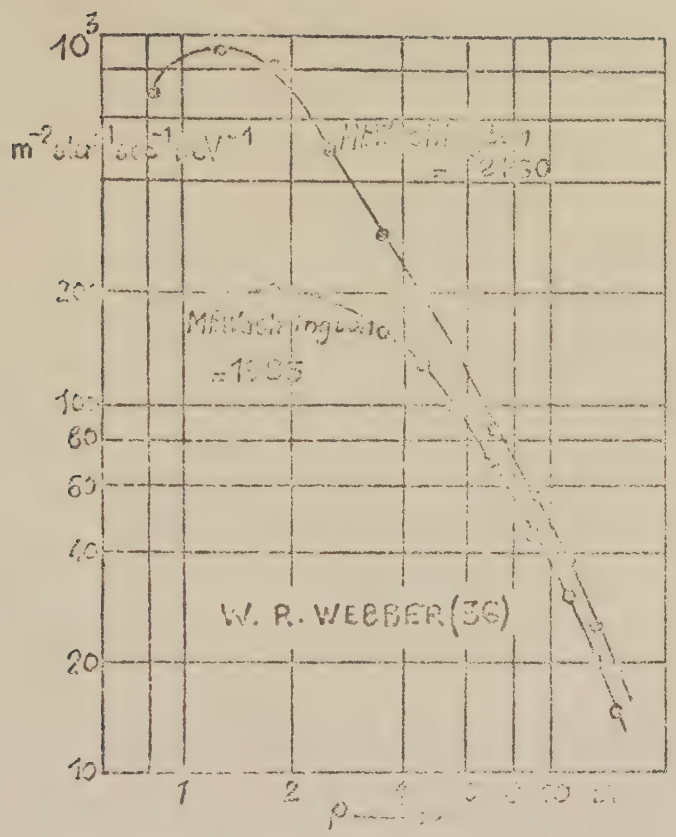


Figure 3 - Spectres d'énergie du rayonnement cosmique d'après W.R. WEBBER (36)

4°- *Etude quantitative de la propagation du rayonnement cosmique*

Un certain nombre d'auteurs (37, 38, 39) ont étudié la propagation du rayonnement cosmique galactique et la formation d'isotopes légers tels que $^{2}_{1}H$ et $^{3}_{2}He$, en faisant appel à un certain nombre d'approximations. L'une de ces approximations consiste à négliger le rôle des noyaux de $Z > 6$ en ce qui concerne la production de nuclides légers. Les résultats récents (40, 41, 42) obtenus auprès des accélérateurs à des énergies incidentes de 600 MeV, 665 MeV, 20 GeV, montrent la nécessité de tenir compte de l'ensemble des interactions ; en particulier en ce qui concerne les $^{3}_{2}He$ énergétiques et les deutons. Nous reviendrons sur ce problème.

Il résulte des paragraphes précédents que lorsque les rayons cosmiques traversent le milieu interstellaire, leur intensité, leur composition chimique et leur spectre d'énergie se modifient graduellement par rapport aux valeurs initiales.

A) *Equation générale de propagation*

Nous reprenons la théorie générale de la propagation, telle qu'elle est développée par V.L. Ginzburg et S.I. Syrovatskii (1).

On note $N_i(E, \vec{r}, t)$ la concentration des particules de nature (i), au point de coordonnée $\vec{r}$, au temps t, d'énergie comprise entre E et E + dE. Nous écrivons l'équation générale tenant compte de la diffusion spatiale, des pertes d'énergie, de l'accélération et de la transformation de la composition chimique et isotopique :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div}(D_i \nabla N_i) + \frac{\partial}{\partial E}(b_i N_i) - \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial E^2}(d_i N_i) = Q_i(E,\vec{r},t) - p_i N_i + \int_o^E \sum_k p_i^k(E',E)\, N_k(E',\vec{r},t)\, dE' \qquad (8)$$

L'équation (8) est l'équation générale de propagation pour un noyau de type i. Nous examinons à présent chaque terme de cette équation :

* Le deuxième terme du membre de gauche décrit la diffusion spatiale ; $D_i(E, \vec{r}, t)$ est le coefficient de diffusion.

* Les deux termes suivants tiennent compte de la variation d'énergie de la particule, consécutive aux processus d'accélération, et aux processus de pertes d'énergie dans les collisions. En fait, le troisième terme décrit la variation systématique en fonction de l'énergie, et le quatrième terme tient compte des fluctuations dans cette variation ; ces fluctuations ont été étudiées par plusieurs auteurs (43). Les coefficients b_i et d_i sont donnés respectivement par :

$$d_i(E) = \frac{d}{dt}\overline{(\Delta E)^2} \quad \text{et} \quad b_i(E) = \frac{dE}{dt} \qquad (9)$$

Nous discutons à présent les termes du membre de droite :

* $Q_i(E, \vec{r}, t)\, dE\, d^3\vec{r}\, dt$ est le nombre de particules de type i fournies par les sources, pendant le temps dt, dans l'élément de volume $d^3r = dx\, dy\, dz$, d'énergie comprise entre E et E + dE.

* Les second et troisième termes tiennent compte des pertes d'énergie dites "catastrophiques" et décrivent l'apparition de nouvelles particules lors de l'interaction avec le gaz interstellaire. La spallation d'un noyau lourd par interaction avec un noyau d'hydrogène interstellaire est un exemple de telle perte.

p_i est alors la probabilité pour qu'un tel événement ait lieu par unité de temps ; $p_i N_j$ est donc le nombre de particules

heurtées par unité de temps ; T_i étant la vie moyenne entre deux collisions, on a :

$$p_i = \frac{1}{T_i} = n v \sigma_i \qquad (10)$$

(σ_i section efficace ; n = concentration des particules du milieu).

* Le dernier terme décrit l'apparition de particules résultant des collisions catastrophiques. $P_i^k (E, E')$ est la probabilité, par unité de temps et par unité d'énergie E', de création d'une particule du type i ayant une énergie E, lors de la collision d'une particule de type K, d'énergie E'.

Dans le cas des électrons, $P_e^e (E, E')$ correspond aux pertes par radiation ; dans le cas des noyaux, P_i^k décrit les processus de fragmentation.

B) Cas de la fragmentation

Nous discutons l'équation de propagation dans le cas de la fragmentation nucléaire seule. Nous reprenons l'équation (8) en posant :

$$p_k^i (\varepsilon', \varepsilon) = p_k^i \delta(\varepsilon', \varepsilon) \qquad (11)$$

où ε désigne l'énergie par nucléon. L'équation (8) devient :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \operatorname{div} (D_i \nabla N_i) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (b_i N_i) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} (d_i N_i)$$
$$= Q_i (\varepsilon, \vec{r}, t) - p_i N_i + \sum\sum_{k<i} p_i^k N_k \qquad (12)$$

La solution de l'équation (12) décrit l'évolution d'un noyau cosmique de type i lors de la traversée de la matière interstellaire. Les coefficients p_i^k sont les probabilités de fragmentation, décrivant l'absorption d'un noyau de type k et la formation d'un noyau de type i. (i = 1 correspond alors au noyau le plus lourd de la chaîne)

Résolution de l'équation (12)

a) Hypothèses simplificatrices

Ces hypothèses sont les suivantes :

* Les coefficients D_i, b_i et d_i ne dépendent pas du type de Noyau, tandis que p_i et p_i^k ne dépendent pas des coordonnées et du temps.

* p_i et p_i^k ne dépendent pas de l'énergie incidente.

* Le spectre d'énergie du rayonnement cosmique à la source ne dépend pas du type de particule. Autrement dit :

$$Q_i(\mathcal{E}, \vec{r}, t) \equiv q_i \chi(\mathcal{E}, \vec{r}, t) \qquad (13)$$

La justification de ces diverses approximations est exposée dans la référence (1) par Ginzburg et Syrovatskii.

b) Solution générale de l'équation (12)

Compte tenu des hypothèses précédentes, cette solution est donnée par l'expression :

$$N_i(\mathcal{E}, \vec{r}, t) = \int_0^\infty N_i^{(p)}(\tau) \cdot G(\mathcal{E}, \vec{r}, t, \tau)\, d\tau \qquad (14)$$

$G(\mathcal{E}, \vec{r}, t, \tau)$ s'appelle la fonction de propagation. Elle est identique pour toutes les particules et satisfait aux conditions aux limites suivantes :

$\frac{\partial G}{\partial \tau} + L[G] = 0$, où L est l'opérateur global agissant sur N_i dans le premier membre de (12) ; on a également :

$$G(\mathcal{E}, \vec{r}, t, 0) = \chi(\mathcal{E}, \vec{r}, t) \qquad (15)$$

Les fonctions $N_i^{(p)}(\tau)$ qui apparaissent dans l'intégrale (14) sont des solutions de l'équation suivante :

$$\frac{dN_i^{(p)}}{dt} + p_i N_i^{(p)} = \sum_{k<i} p_i^k N_k^{(p)} \qquad (16)$$

Bien entendu, pour $t = 0$, $N_i^{(p)} = q_i$ d'après (13).

c) Modèle de propagation dit "régulier"

Dans ce modèle on pose :

$$D_i = b_i = d_i = 0 \quad \text{et} \quad Q_i(t) = q_i\, \delta(t)$$

Si x ($g.cm^{-2}$) désigne l'épaisseur de matière traversée ($x = \rho ct$) et si $\lambda_i = \rho c\, T_i = \rho c / p_i$ désigne le libre parcours d'absorption, alors les équations (16), qui décrivent un tel mouvement, peuvent se mettre sous la forme :

$$\frac{dN_i^{(p)}}{dx} + \frac{N_i^{(p)}}{\lambda_i} = \sum_{k<i} p_{ki} \frac{N_k^{(p)}}{\lambda_k} \qquad (17)$$

Les équations (17) sont des équations du premier ordre à coefficients constants, avec second membre. La solution de ces équations est la suivante :

$$N_i^{(p)} = \sum_{k=1}^{i} a_{ik}\, e^{-x/\lambda_k} \qquad (18)$$

Les coefficients a_{ik} sont des fonctions des probabilités de fragmentation p_i^k (ainsi d'ailleurs que de p_i et q_i). On trouvera en Appendice I le calcul des coefficients a_{ik}. On trouve les relations suivantes :

$$a_{ik} = \frac{1}{p_i - p_k} \sum_{l=k}^{i-1} p_i^l\, a_{lk} \qquad (19)$$

$$a_{ii} = q_i - \sum_{k=1}^{i-1} a_{ik} \qquad (20)$$

d) Solution générale de (12) pour la fragmentation

La solution de l'équation (12) pour le processus de fragmentation seul peut se mettre sous la forme :

$$N_i(\mathcal{E}, \vec{r}, t) = \sum_{k=1}^{i} a_{ik}\, F_k(\mathcal{E}, \vec{r}, t) \qquad (21)$$

où $$F_k(\mathcal{E}, \vec{r}, t) = \int_0^\infty G(\mathcal{E}, \vec{r}, t, \tau)\, e^{-p_k \cdot \tau}\, d\tau \qquad (22)$$

Finalement, l'expression (21) permet de dégager les deux points fondamentaux suivants :

* La connaissance des sections efficaces de fragmentation permet de déterminer les probabilités de fragmentation p_i^k, et par conséquent les coefficients a_{ik} ;

* Le choix d'un modèle de propagation des rayons cosmiques dans le milieu galactique permet de définir une fonction $F_K(\mathcal{E}, \vec{r}, t)$, c'est-à-dire un modèle de propagation.

C) *Modèles de propagation*

La solution générale de (12) s'obtient au moyen des expressions (21) et (22). Dans le cas du problème stationnaire, on obtient pour expression des fonctions F_i :

$$F_i(r) = \frac{1}{4\pi Dr} \times \frac{(K_i - 1 + \beta)\, e^{K_i(1-r/R)} + (K_i + 1 - \beta)\, e^{-K_i(1-r/R)}}{(K_i - 1 + \beta)\, e^{K_i} + (K_i + 1 - \beta)\, e^{-K_i}} \qquad (23)$$

où $$K_i = R\sqrt{DT_i} \qquad (24)$$

β est un paramètre sans dimension relié au phénomène de fuite des rayons cosmiques hors de la Galaxie.

Pour $\beta = 0$ il y a réflexion totale des rayons cosmiques, qui restent dans la Galaxie ;
Pour $\beta \to \infty$ tous les rayons cosmiques s'échappent librement dans l'espace extragalactique. Le tableau ci-dessous, extrait de Ginzburg et Syrovatskii (1) résume divers modèles de propagation. Nous avons figuré également le modèle dit "régulier" ; on notera toutefois que ce modèle est en désaccord avec les idées actuelles sur la propagation du rayonnement cosmique galactique.

Nous montrons sur les figures 3a et 3b un calcul réalisé à titre d'exemple. Nous avons pour simplifier divisé les éléments en quatre catégories : α ($^4_2$He + $^3_2$He) ; L (Li, Be, B) ; M (C N O) et H (^{56}Fe).

La courbe en traits pleins indique le résultat donné par la mesure de l'abondance universelle ; les courbes en traits pointillés indiquent les abondances après la traversée de 0,5 g.cm^{-2} et 3 g.cm^{-2} de matière interstellaire. Ces calculs sont réalisés pour deux modèles de propagation différents. Entre les deux modèles on observe une différence d'un facteur 6 à 7 pour la même épaisseur de matière interstellaire traversée. Nous avons effectué le calcul sur l'ordinateur CDC 6600 du CERN.

D'autres auteurs ont réalisé des calculs concernant la propagation du rayonnement cosmique. On peut tirer de ces divers travaux et des données actuelles les conclusions suivantes :

(i) Si l'on se réduit à un simple modèle de diffusion et à la seule intervention de sections efficaces totales (Cf. calculs décrits précédemment) la formation de l'isotope $^3_2$He peut être

TABLEAU II

Modèle	Approximation	Sources	Conditions aux limites	Fonction $F_i(\mathcal{E}, \vec{r}, t) = F_i(\vec{r})$
1	Diffusion	Au centre de la Galaxie	Evasion totale et $N_i = 0$ pour $r = R$ $(\beta \to \infty)$	$F_i(r) = \frac{1}{4\pi Dr} \frac{e^{K_i(1-r/R)} - e^{-K_i(1-r/R)}}{e^{K_i} - e^{-K_i}}$
2	Diffusion	Au Centre de la Galaxie	Diffusion libre à l'infini	$F_i(r) = \frac{1}{4\pi Dr} e^{-r/\sqrt{DT_i}}$
3	Diffusion Homogénéité spatiale	Au Centre Réparties uniformément	Evasion faible $\beta < 1$ $R \ll \sqrt{DT_i}$ Evasion faible	$F_i = \left\lvert \frac{4}{3} \pi R^3 \left(\frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_d}\right) \right\rvert^{-1}$
4	Mouvement régulier	Source ponctuelle à la distance x	Mouvement le long d'une ligne de force magnétique (pas d'évasion)	$F_i = \exp \left\lvert - x/\lambda_i \right\rvert$
5	Diffusion	Sources à l'extérieur de la Galaxie	On donne N_i pour r=R	$F_i = \frac{R}{r} \frac{e^{r/\sqrt{DT_i}} - e^{-r/\sqrt{DT_i}}}{e^{R/\sqrt{DT_i}} - e^{-R/\sqrt{DT_i}}}$
6	Diffusion	Source au centre	Réflexion totale	$F_i = \frac{1}{4\pi Dr} \frac{(K_i-1)e^{K_i(1-r/R)} + (K_i+1)e^{-K_i(1-r/R)}}{(K_i-1)e^{K_i} + (K_i+1)e^{-K_i}}$
7	Homogénéité spatiale	Sources stationnaires	Pas de fuite	$F_i = T_i$

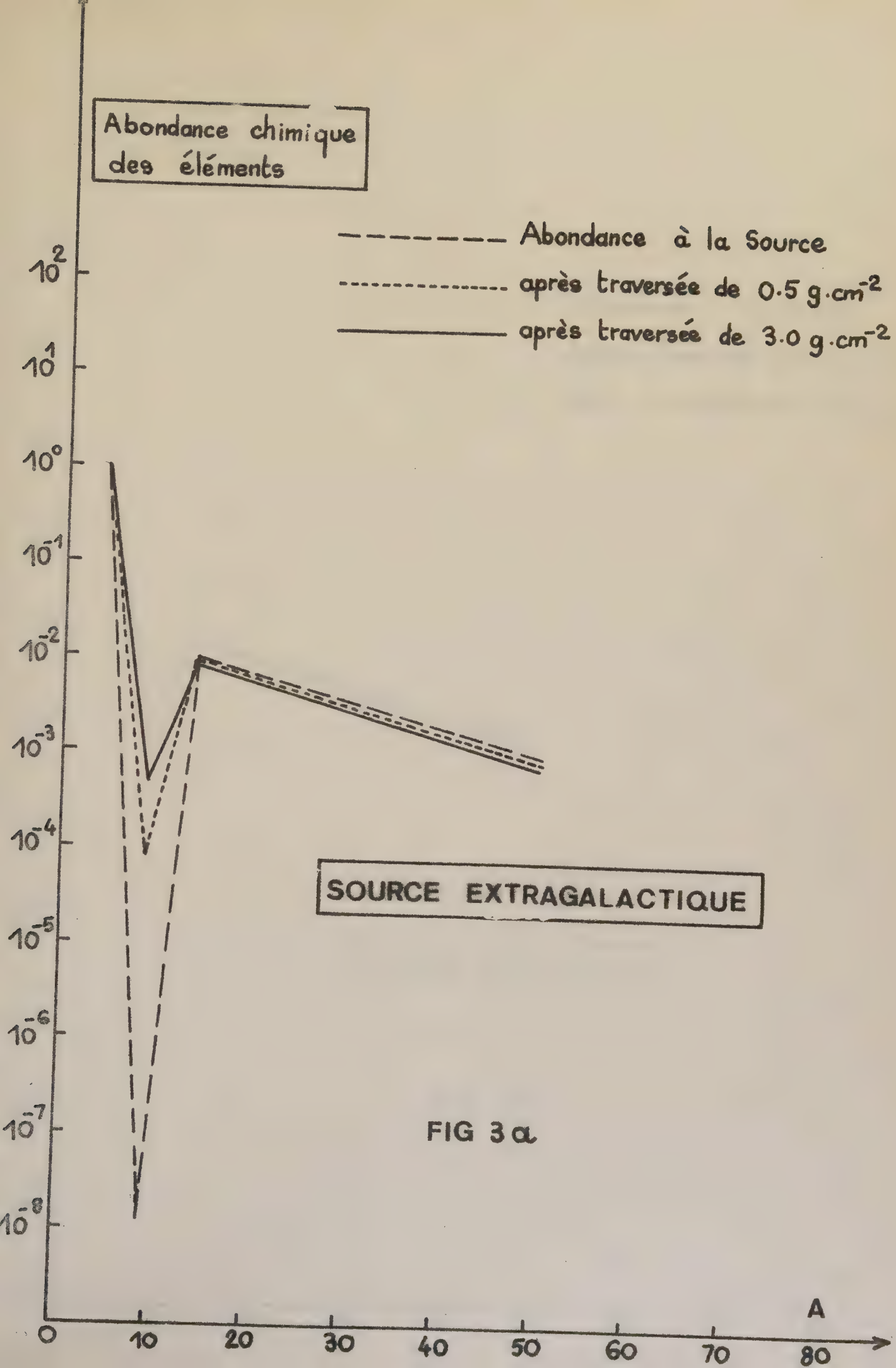

Abondance chimique des éléments
Abondance à la Source
après traversée de 0.5 g.cm⁻²
après traversée de 3.0 g.cm⁻²
SOURCE EXTRAGALACTIQUE
A
0
10
20
30
40
50
60
70
80

FIG 3 a



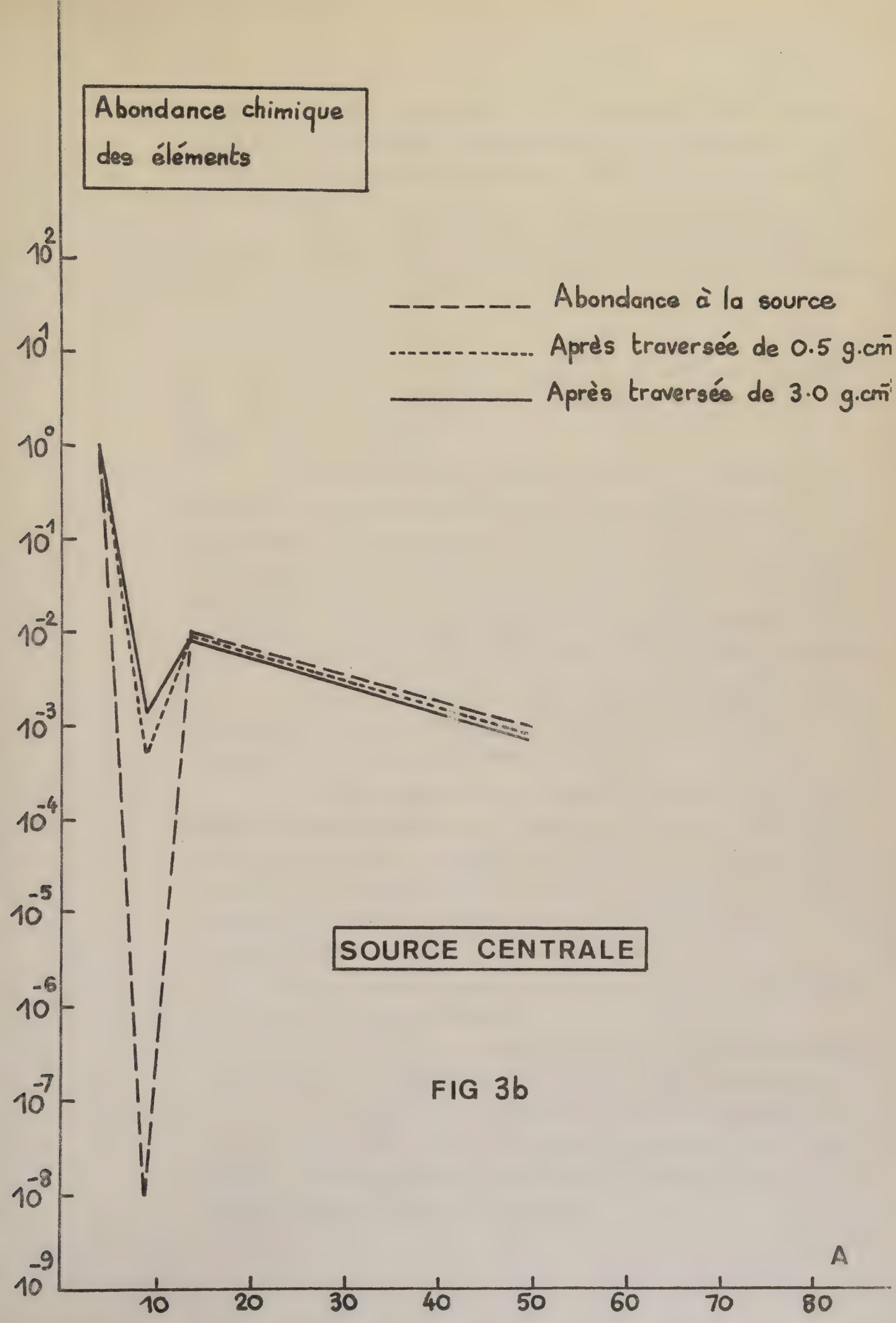

Abondance chimique des éléments
Abondance à la source
Après traversée de 0.5 g.cm⁻²
Après traversée de 3.0 g.cm⁻²
SOURCE CENTRALE
A

FIG 3b

décrite en première approximation par la contribution des réactions $(^4_2He + p)$. La contribution des réactions $(\alpha + \alpha)$ est alors de l'ordre de 10 %, et celle des réactions (CNO + p) de l'ordre de 15 %.

(ii) En ce qui concerne la formation de deutérons, le rôle du groupe α (réactions $^4_2He + p$) est prépondérant en dessous de 100 MeV/nucléon à cause de la section efficace élevée due au "pick-up".

$$p + {}^4_2He \rightarrow {}^3_2He + {}^2_1H$$

Par contre, la section efficace d'éjection des deutérons semble devenir très importante dans les réactions du type (p + <C N O>) au-dessus de 200 MeV/nucléon.

(iii) Un traitement théorique complet de la propagation du rayonnement cosmique galactique devrait tenir compte non seulement des sections efficaces totales $\sigma(He^4 + p)$, $\sigma(He^4 + \langle CNO \rangle)$, $\sigma(\alpha + \alpha)$ mais également de la variation de ces sections efficaces avec l'énergie incidente, ainsi que de la distribution énergétique $d\sigma/dE$ des isotopes formés lors des collisions. A ce titre, le programme de recherches entrepris au laboratoire comporte trois étapes principales:

1. Mesure des sections efficaces différentielles $d^2\sigma/d\Omega dE$ d'éjection de fragments légers, dans les réactions (p + Noyau), (p + α), (α + α), à diverses énergies incidentes ;

2. Etude théorique de ces réactions, et mise au point de méthodes de calcul permettant de décrire nos résultats expérimentaux et de prévoir les taux de production à d'autres énergies ou angles d'éjection. Une intégration sur les angles donne alors la section efficace différentielle $d\sigma/dE$ et une deuxième intégration, sur les énergies, fournit la section efficace totale.

3. Utilisation de ces résultats pour décrire la propagation du rayonnement cosmique galactique.

Dans les chapitres suivants, nous décrivons divers modèles de production de fragments légers rapides, et nous comparons ces modèles aux résultats de deux expériences. Nous montrons que les spectres énergétiques peuvent être correctement décrits par la superposition de trois mécanismes : évaporation nucléaire, éjection de sous-structures et théorie statistique.

5°- Dosage du tritium dans les météorites

Lors des trois ou quatre dernières années, un grand nombre de publications ont stimulé l'étude de la quantité de tritium produite par les interactions des rayons cosmiques sur les météorites.

Il est en effet bien connu que le dosage du tritium et des gaz rares à l'intérieur de la matière météoritique permet la datation de cette dernière. Dans le cas du tritium, ce dernier n'est pas accessible directement mais l'on sait que sa désintégration (période : 12 années) donne lieu à la formation de l'isotope $^{3}_{2}He$ de l'hélium. Ce dernier peut également provenir d'une création directe, par spallation des noyaux météoritiques sous l'impact des rayons cosmiques (principalement : protons). L'évaluation de l'âge d'une météorite par la méthode ^{3}H-^{3}He exige donc la connaissance des taux de production de l'"^{3}He spallogénique" lors des interactions de protons énergétiques qvec les noyaux de Fe, Mg, Si, Al, C. Dans une publication récente (123) un rapport $^{3}H/^{3}He$ de 1,2 a été utilisé, d'après les données KIRSTEN et al (147). D'importantes variations sont obervées suivant la méthode de datation employée. Indépendamment des nombreux facteurs pouvant influer sur la datation, une connaissance très précise des taux de production de $^{3}_{1}H$ et $^{3}_{2}He$ est nécessaire, ainsi que la variation en fonction de l'énergie de ces taux de production.

CHAPITRE II

ASPECT CORPUSCULAIRE ET ETUDE THEORIQUE

SOMMAIRE

§ I - *Quelques données expérimentales*

- *Distributions énergétiques ;*
- *Sections efficaces totales.*

§ II- *Etude théorique*

1. *Théorie de l'évaporation nucléaire*
2. *Théorie du "pick-up en vol" :*

Première partie : Description du modèle ;
Deuxième partie : Nos calculs utilisant la méthode de Monte-Carlo ; Application à la production de deutérons énergétiques.

3. *Ejection de sous-structures :*

Première partie : Calcul de la section efficace d'éjection directe
Deuxième partie : Nos calculs (éjection directe et modèle d'éjection par les particules de cascade). Nos prédictions à 600 MeV et 20 GeV.

4. *Modèle statistique et modèle thermodynamique :*

Première partie : Rappels concernant les théories statistiques et la théorie de Hagedorn

Deuxième partie : Notre modèle thermodynamique de l'interaction des particules énergétiques avec les noyaux :

a) Calcul de la fonction de partition
b) Potentiel chimique et fonction $F(\lambda)$
c) Relation entre la densité d'énergie et la température
d) Les distributions théoriques obtenues
e) Conclusions ; retour sur le modèle du pick-up.

L'éjection de fragments lors des interactions de particules énergétiques avec les noyaux a été observée dans les émulsions nucléaires exposées à haute altitude (44, 45, 46). L'examen des étoiles de désintégration a mis en évidence la formation de nuclides légers énergétiques.

Un grand nombre de travaux expérimentaux ont été consacrés à la détermination du spectre énergétique des fragments éjectés. Dans la partie "basse énergie" des spectres, les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la théorie de l'évaporation, et le mécanisme en deux étapes.

L'interprétation de la partie très énergétique du spectre est par contre beaucoup plus ardue. Si l'éjection de nucléons énergétiques est en bon accord avec les prédictions des calculs de Monte Carlo décrivant la cascade nucléonique, il semble par contre que l'éjection de nuclides légers rapides soit difficilement explicable par les seuls modèles proposés actuellement : éjection de sous-structures, "pick-up" en vol, évaporation.

§ 1 - *Données expérimentales*

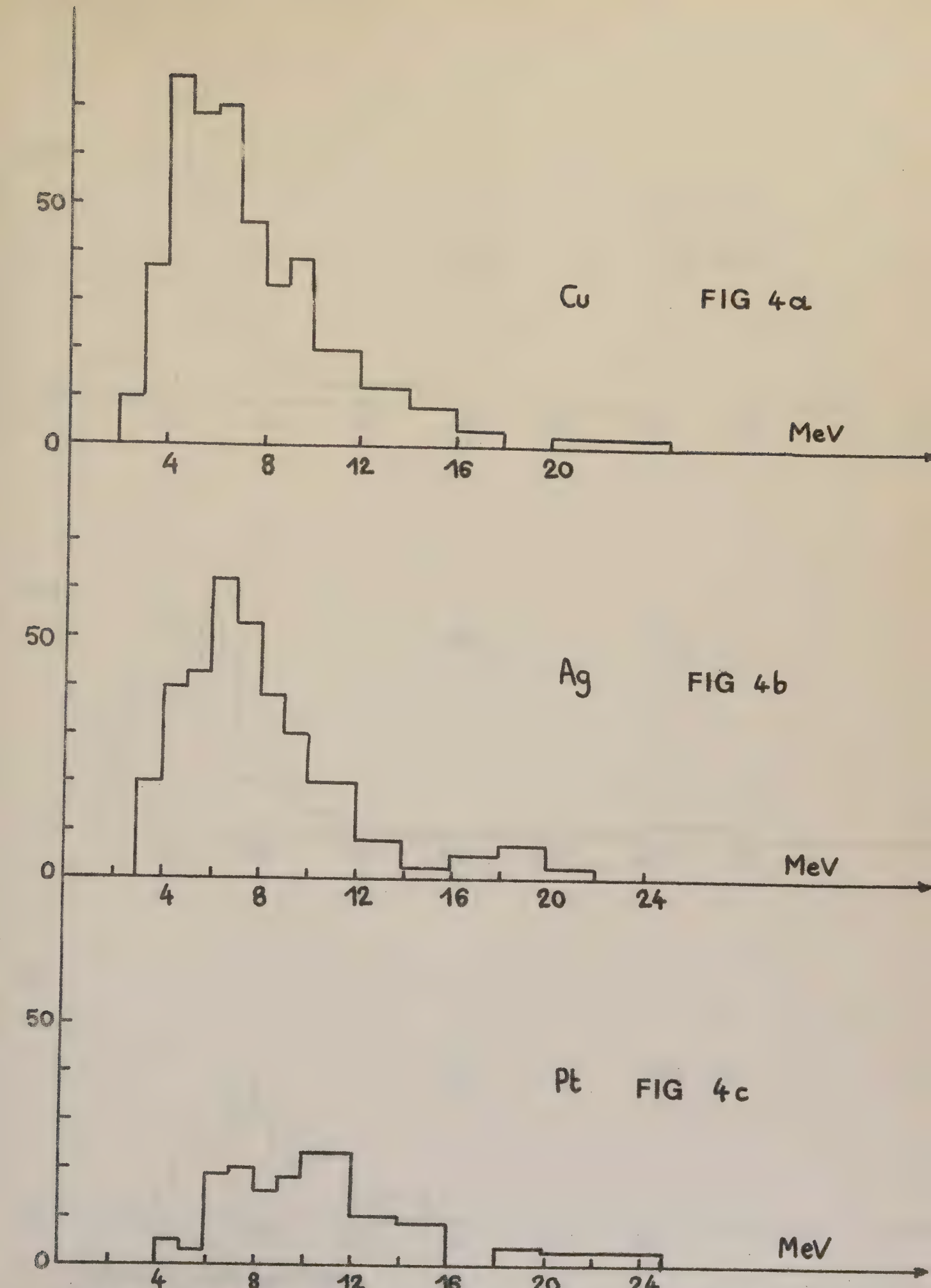
1. Fragments de basse énergie

Par "basse énergie" nous entendons des énergies cinétiques inférieures à 30 MeV. Les spectres expérimentaux présentent une allure caractéristique : maximum très marqué à une énergie de quelques MeV et décroissance rapide pour des énergies plus élevées.

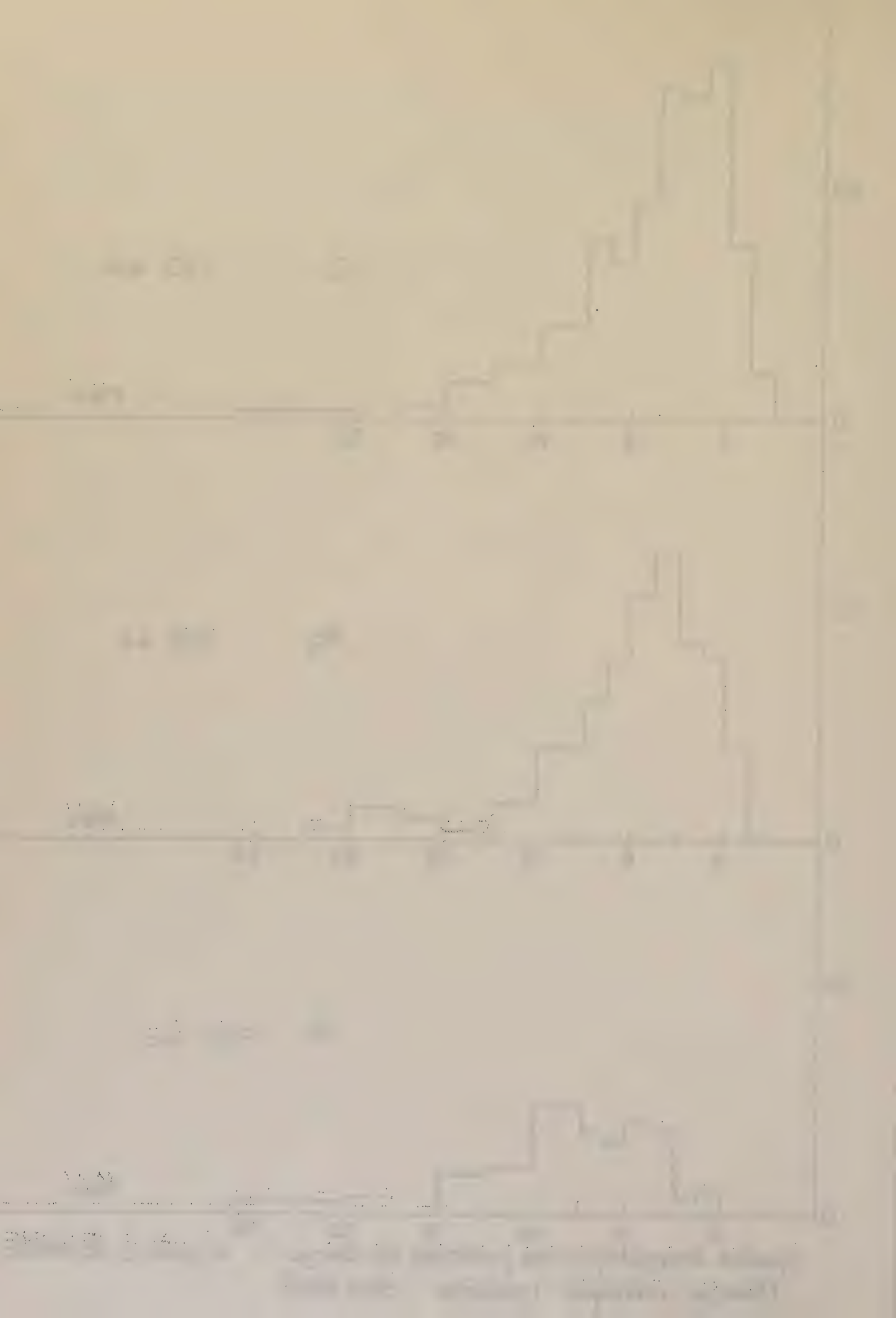
Les figures (4 a, b, c) et (5a, b, c) représentent des spectres expérimentaux obtenus par E. JEANNET (47) sur différents noyaux-cibles bombardés par des protons de 590 MeV. La position du maximum du spectre se situe respectivement,pour les charges 1 et 2, à 4,5 MeV et 6 MeV pour le cuivre.

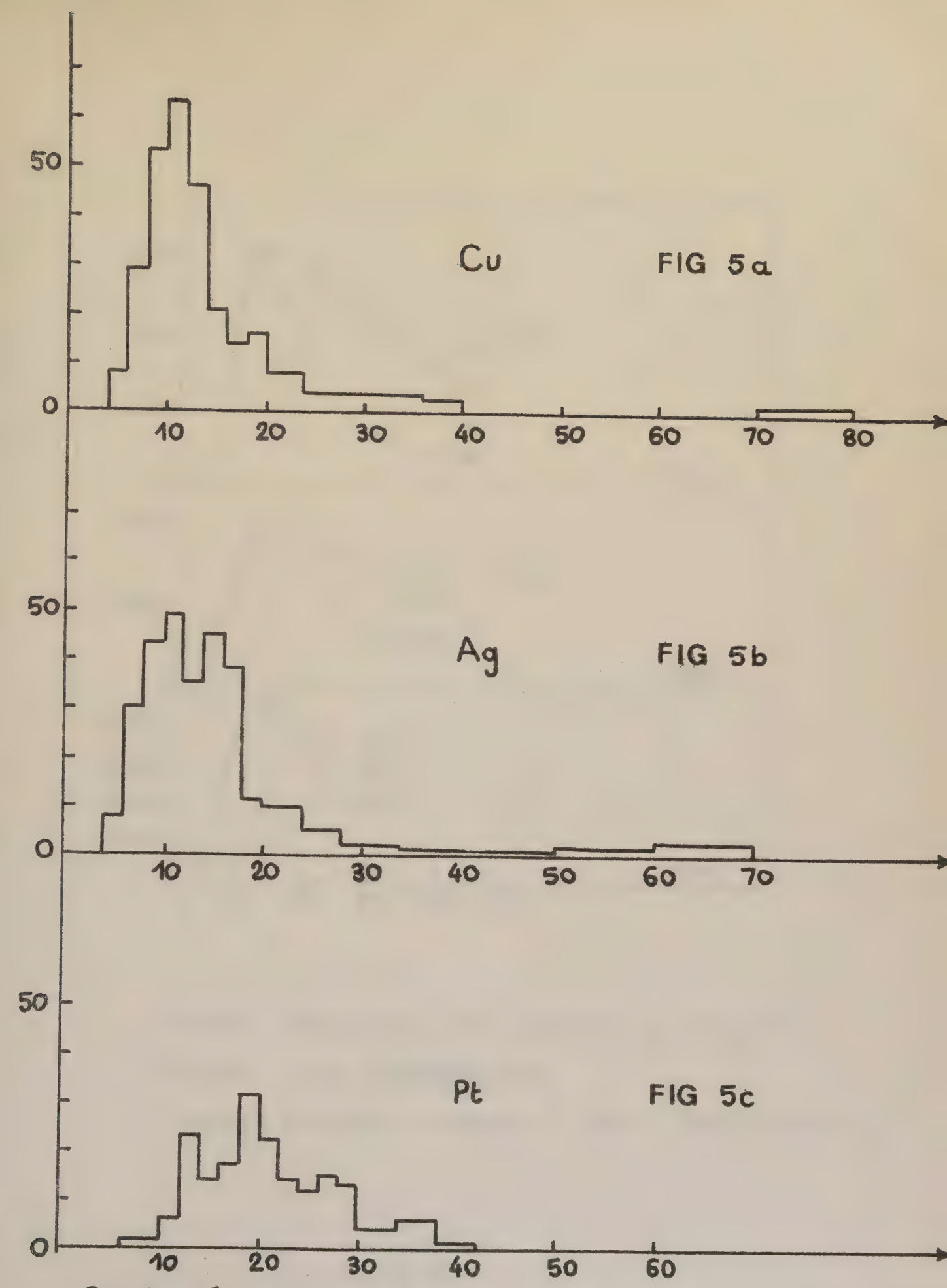
La figure 6 montre les spectres énergétiques obtenus par POSKANZER (48) à partir de cibles d'Uranium bombardées par des protons de 5,5 GeV/c. Enfin nous présentons sur la figure 7 les résultats expérimentaux de CHENEVERT et HALPERN (49) à partir de noyaux lourds bombardés par des particules α de 95 MeV. Nous limitons ici cette énumération, qui pourrait être bien plus longue, et retenons les idées fondamentales suivantes :

* *La position des maxima ne dépend pratiquement pas de l'énergie incidente, mais dépend de la masse du noyau-cible.*

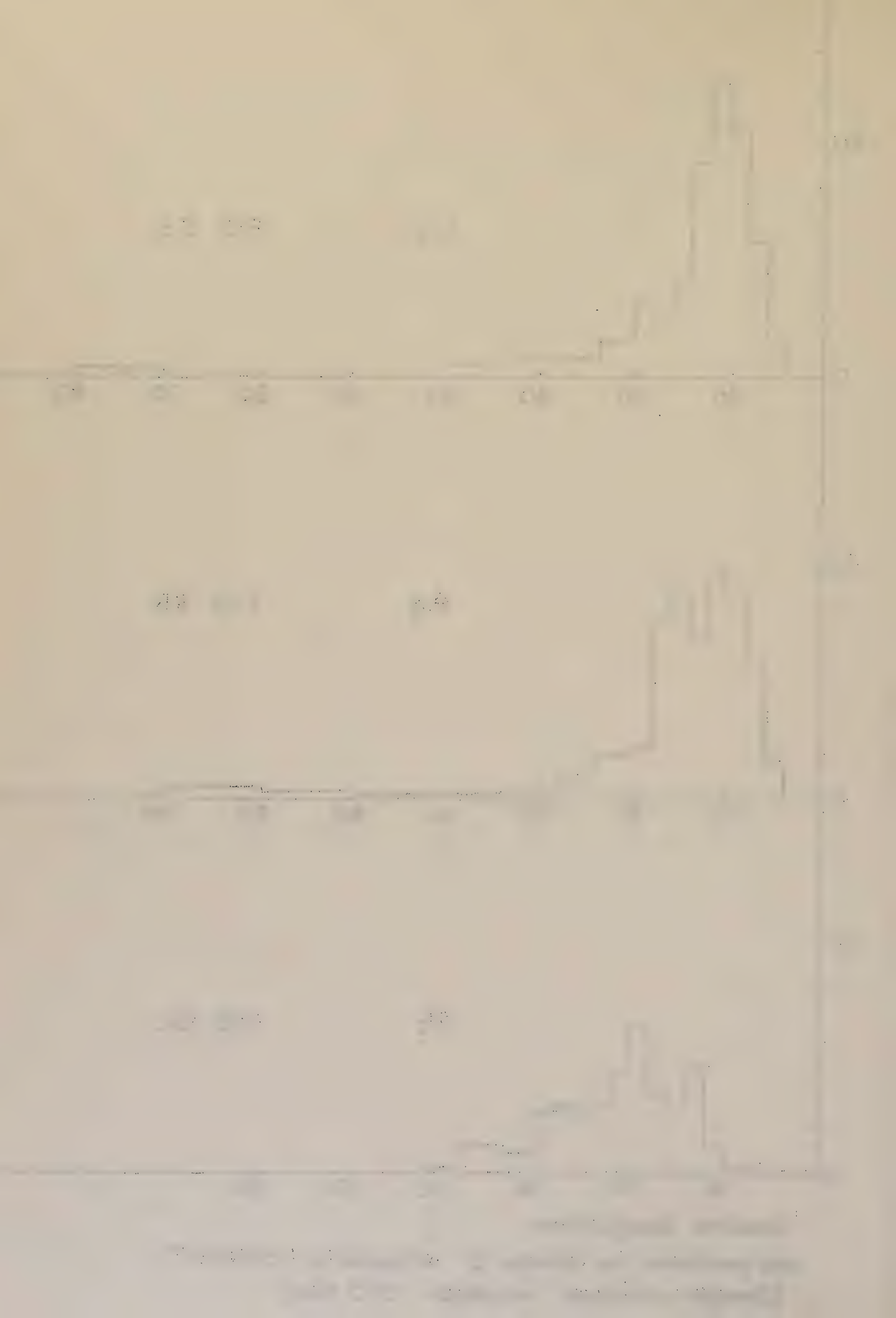


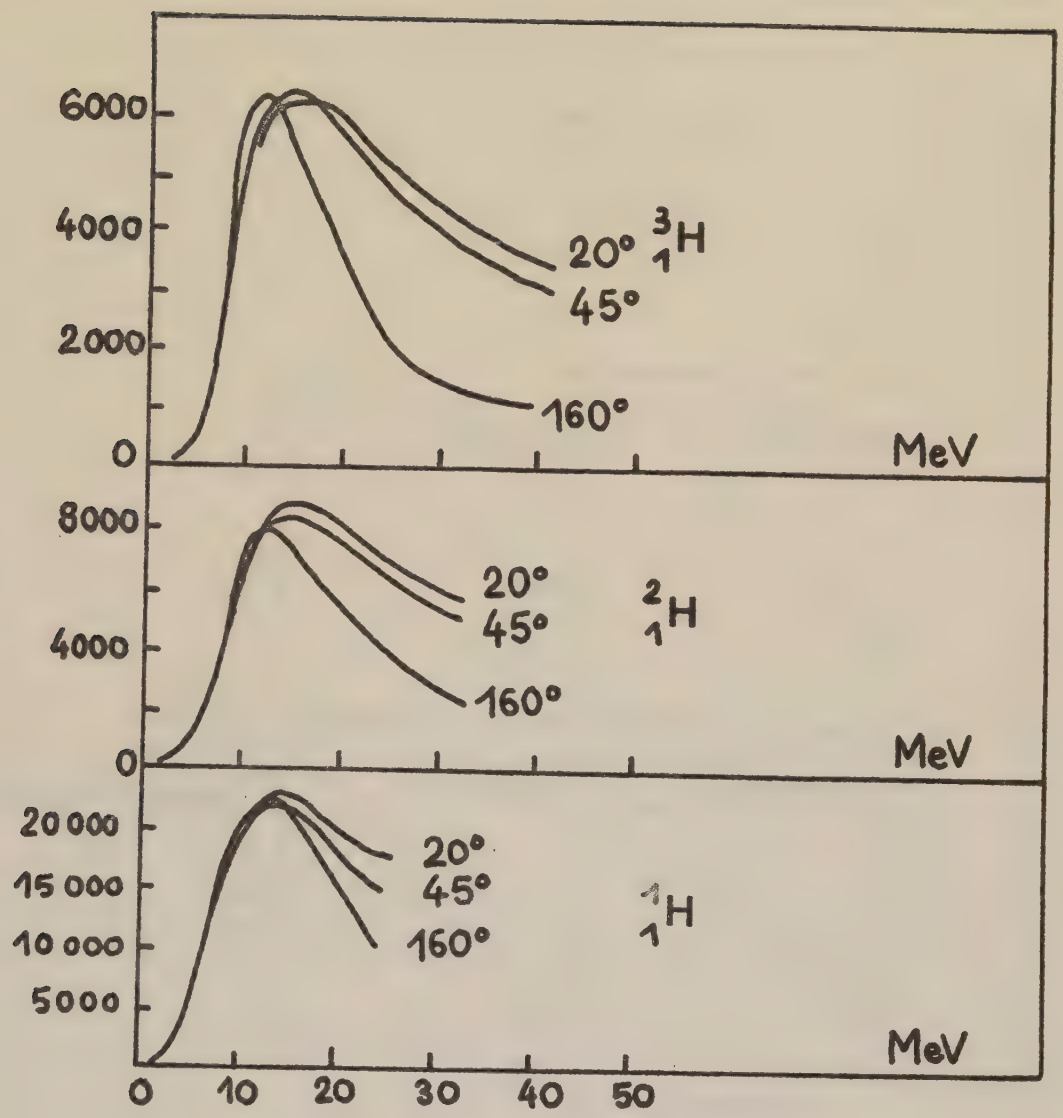
Spectre énergétique des particules de charge 1 d'après E. JEANNET
(Energie cinétique incidente : 590 MeV)





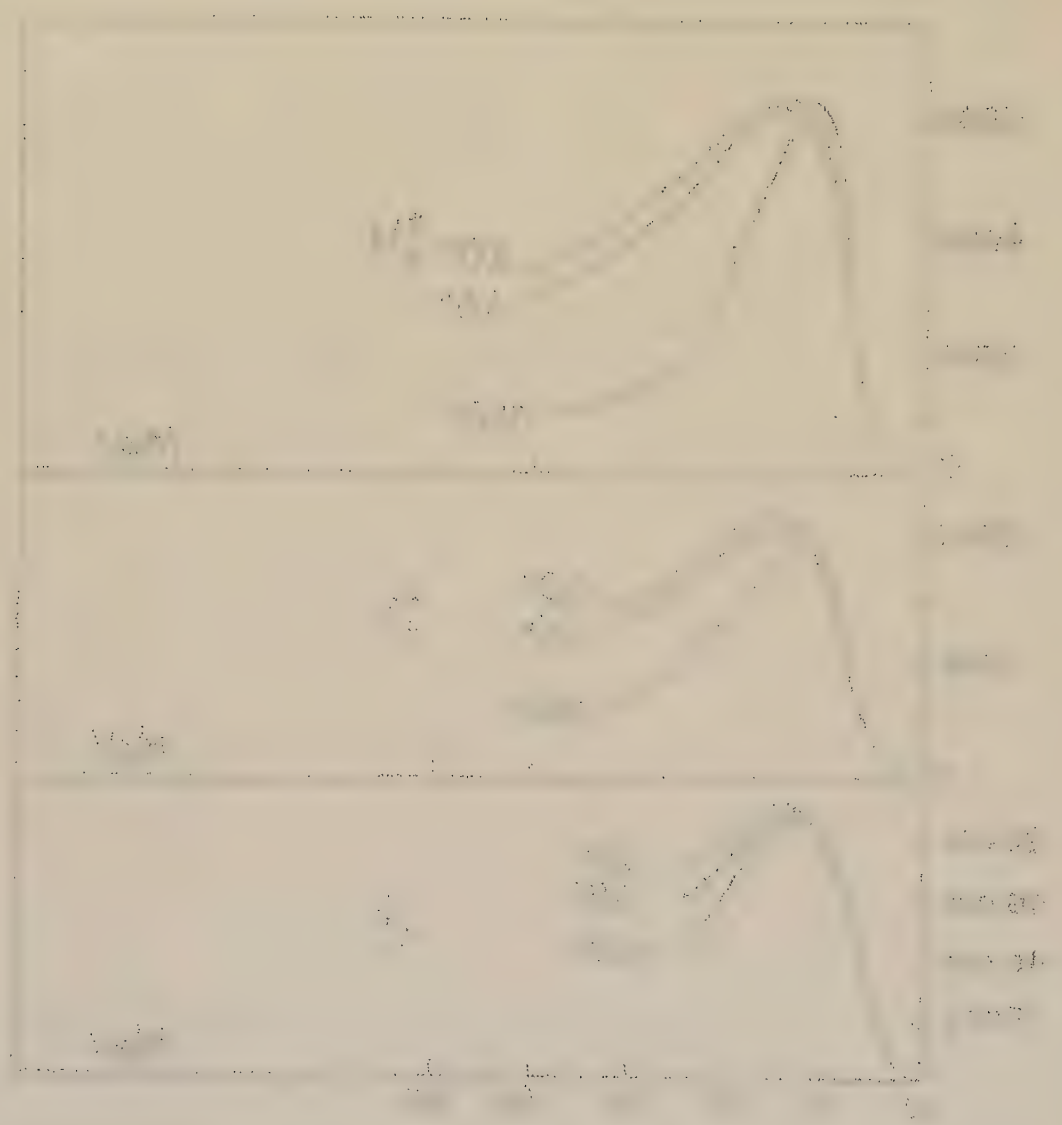
Spectre énergétique
des particules de charge 2 d'après E. JEANNET
(Energie cinétique incidente : 590 MeV)

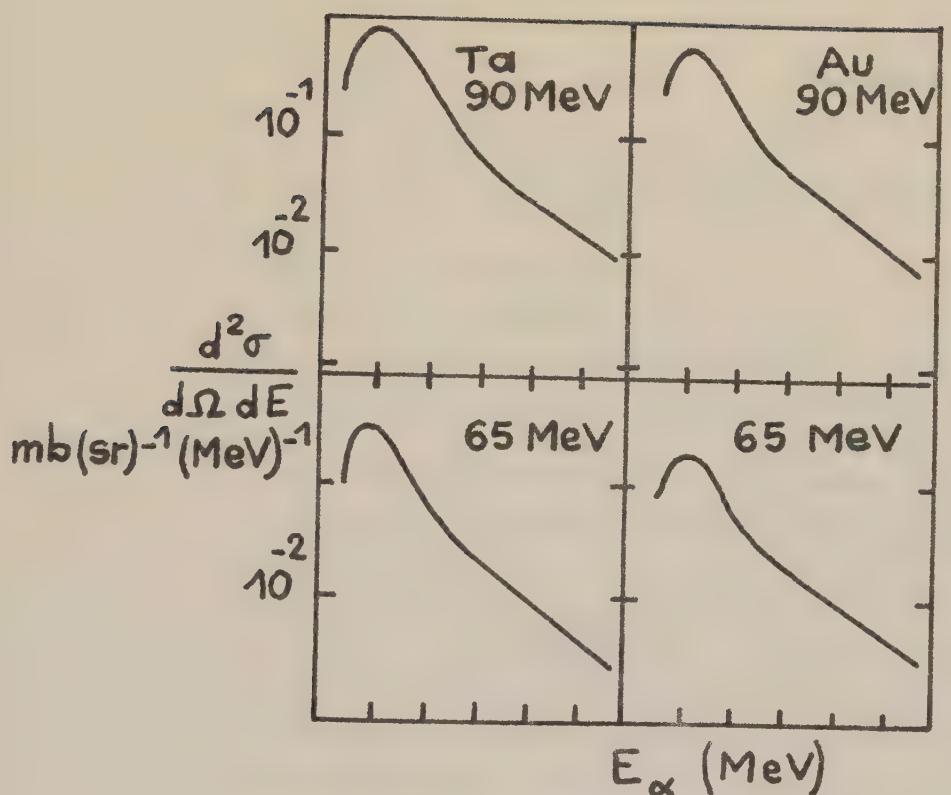




Spectre énergétique des particules de charge 1
d'après A.M. POSKANZER
(Energie cinétique incidente : 5 GeV ; cible : Uranium)

FIG 6





Spectres des particules α observées par CHENEVERT et HALPERN

ANGLE 160° C.M

FIG 7

* *Dans le cas des particules de charge 2, les maxima sont situés à une énergie plus élevée (20 MeV dans le cas de l'Uranium).*

2. Fragments énergétiques

L'éjection de fragments $^{1}_{1}H$, $^{2}_{1}H$, $^{3}_{1}H$ et He a fait l'objet de nombreuses études expérimentales au cours de ces dernières années ; le tableau ci-dessous montre quelques expériences réalisées à diverses énergies incidentes :

Energie cinétique incidente	Auteurs	Technique	Fragments détectés
150 MeV	LEFORT et al (51) RADVANYI et al(52)	E, dE/dx	p d t $^{3}_{2}He$ $^{4}_{2}He$
660 MeV	KOMAROV (54)		$^{3}_{2}He$, $^{4}_{2}He$ à 5°Lab
675 MeV	AZHGIREI (53)	Analyse magnétique	$^{2}_{1}H$
2,8 GeV	PIROUE, SMITH (55)	Temps de vol	p d t $^{3}_{2}He$
30 GeV	SCHWARZSCHILD ZUPANCIC (56)		p d t
30 GeV	FITCH et al (57)		p d t

3. Sections efficaces totales de production

Les sections efficaces totales de production de nuclides légers ont été mesurées par plusieurs auteurs, en particulier en ce qui concerne $^{3}_{1}H$ (58 à 68) et les noyaux ^{3}He et ^{4}He (68). En particulier le rapport global $\sigma(He^3)/\sigma(He^4)$ augmente lorsque le nombre de masse A du noyau-cible diminue. Toutefois, les données expérimentales présentent une importante dispersion.

§ II - Les théories d'éjection de fragments légers

La plupart des théories proposées pour expliquer l'éjection de fragments légers sont basées sur le modèle d'interaction dit "en deux étapes" de SERBER et GOLDBERGER (69). Dans ce modèle, la particule incidente interagit avec un nucléon du noyau-cible (sa longueur d'onde associée étant inférieure à la distance séparant deux nucléons du noyau). A la suite de cette interaction, une cascade nucléonique se développe et donne lieu à l'éjection de nucléons de haute énergie. Le temps pendant lequel se développe cette cascade est en ordre de grandeur égal au temps mis par une particule relativiste pour traverser le noyau ($\simeq 10^{-23}$ s).

La cascade nucléonique provoque au noyau le transfert d'une certaine énergie d'excitation ; le noyau se désexcite en émettant des nucléons et nuclides légers de basse énergie. Cette dernière étape constituant le processus d'évaporation nucléaire.

Au cours de ce chapitre, nous étudions successivement les théories suivantes, liées nous le verrons, au phénomène en deux étapes :

* La théorie de l'évaporation
* La théorie du "pick-up en vol"
* L'éjection d'agrégats préformés dans le noyau
* La théorie thermodynamique appliquée au noyau.

1. L'EVAPORATION NUCLEAIRE

La désexcitation du noyau après la cascade intranucléaire a été étudiée par WEISSKOPF (70). Les calculs ont été généralisés, notamment par LE COUTEUR (71) puis HAGEDORN et MACKE (72). Les calculs de ces auteurs sont entièrement analytiques et sont rendus possibles par des approximations négligeant les états des noyaux formés lors des désintégrations successives.

DOSTROVSKI et al (73) par un calcul de Monte Carlo, tiennent compte des désintégrations successives et obtiennent les distributions énergétiques de protons, deutons, tritons ainsi que les rapports de production.

Etude théorique

Nous adoptons les notations suivantes :

E_A énergie d'excitation du noyau de masse A

$w(E)\,dE$ probabilité d'émission d'une particule a(N, Z) conduisant à un noyau résiduel de masse $R = A - a$, et dont l'énergie d'excitation est E_R. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$E_A = E_a + E_R + E_o$$

$E_a = E - b_a$ (b_a = énergie de liaison de a par rapport au noyau)

E_o = différence entre les énergies de liaison ε_A et ε_R.

La probabilité d'émission $w(E)\,dE$ a pour expression :

$$w(E)\,dE = \frac{1}{h} |M|^2 \rho_a(E)\, \rho_R(E_A - E_o - E_a)\, dE$$

où les $\rho_{R,a}$ sont les densités de niveaux du noyau résiduel et de la particule éjectée.

$|M|^2$ est le carré de l'élément de matrice conduisant de l'état initial A à l'état final (R + a). On suppose admise l'hypothèse fondamentale du modèle statistique, à savoir :

$$|M|^2 = \text{cte.}$$

La densité de niveaux ρ_a n'est autre que la densité d'états dans l'espace des phases :

$$\rho_a(E)\,dE = g_a \cdot 4\pi p^2\, dp \cdot \frac{V}{h^3} \quad \text{où} \quad g_a = 2 s_a + 1$$

$\underline{v}$ étant la vitesse de a et $\underline{m}$ sa masse, on obtient :

$$\rho_a(E) = g_a \frac{Vm^2}{\pi^2 h^3} \cdot \frac{v}{2}$$

$|M|^2$ peut se calculer en considérant le processus d'absorption de la particule a par le noyau de recul R (processus inverse)

$$w_{inv} = \frac{\sigma v}{V} = \frac{1}{h} |M|^2 \rho_A (E_A)$$

d'où finalement, par élimination de $|M|^2$:

$$w(E)\, dE = g_a \frac{m\sigma}{\pi^2 \hbar^3} E\, dE \frac{\rho_R(E_R)}{\rho_A (E_A)}$$

Les $\rho_{R,A}$ s'expriment en fonction des entropies ; sachant que :

$S_R(E) \propto Ln\ (\rho_R)$

$S_A(E) \propto Ln\ (\rho_A)$, il vient :

$$Ln\ (\frac{\rho_R}{\rho_A}) = \Delta S \qquad (\Delta S = S_R - S_A)$$

d'où finalement l'expression de la probabilité d'émission :

$$\boxed{w(E)\, dE = g_a \frac{m\sigma}{\pi^2 \hbar^3} E\ dE \exp (\Delta S)} \qquad (24\ a)$$

L'évaluation de σ et de ΔS (Cf. Appendice II) conduit à une expression très simple :

$$w(E)\, dE \propto \frac{E - V}{T^2} \exp (-\frac{E - V}{T}) \quad \text{pour } E > V$$

V est la barrière coulombienne et T la température nucléaire. C'est en général à cette forme simple que sont comparés les spectres expérimentaux à basse énergie.

Cependant, A.M. POSKANZER, G.W. BUTLER et E.K. HYDE (48) proposent pour décrire leurs spectres expérimentaux, l'expression suivante :

$$P(\varepsilon) = \sum_{k=<k>-\Delta}^{<k>+\Delta} (\varepsilon - kB) \exp \{-\frac{\varepsilon - kB}{T}\} \quad , \varepsilon \geqslant kB$$

où ε est l'énergie du fragment émis dans un système se déplaçant vers l'avant par rapport au système du Laboratoire. La distribution angulaire dans ce système est isotrope.

KB est la barrière effective efficace coulombienne, et T la température. Cette expression est ensuite transformée de manière

à donner la distribution dans le système du laboratoire :

$$\frac{d^2\sigma}{dE\ d\Omega} = P(\varepsilon)\ \frac{E}{\varepsilon}\ \frac{d\varepsilon}{dE}$$

D'autres auteurs utilisent directement l'expression générale 24a pour calculer le spectre énergétique d'évaporation. C'est ainsi que CHENEVERT et HALPERN (49) ont évalué les distributions $P(\varepsilon)$ à partir de noyaux lourds. Il est nécessaire de connaître l'expression de la section efficace inverse σ; dans (49) l'expression de σ est donnée par un développement suivant les puissances de ε, adapté sur les données expérimentales concernant l'absorption des particules α par les noyaux lourds.

Calcul des spectres d'évaporation dans le cas des cibles légères

Pour des raisons expérimentales exposées plus loin, nous avons choisi une cible d'aluminium pour notre calcul théorique. Nous utilisons l'expression :

$$w(E)\ dE \propto \frac{E - V}{T^2}\ \exp\left(-\frac{E - V}{T}\right) \qquad (25)$$

La température nucléaire dans le cas du noyau d'aluminium a été évaluée par la méthode de E. JEANNET (47) :

$$T = (T_i\ T_f)^{1/2}$$

où T_i est la température initiale du noyau

T_f est la température finale, telle que :

$$E_{liaison} + V_{Coulomb} = a\ T_f^2$$

Nous trouvons donc dans le cas de l'aluminium : $\boxed{T_{Al} = 3,5\ MeV}$

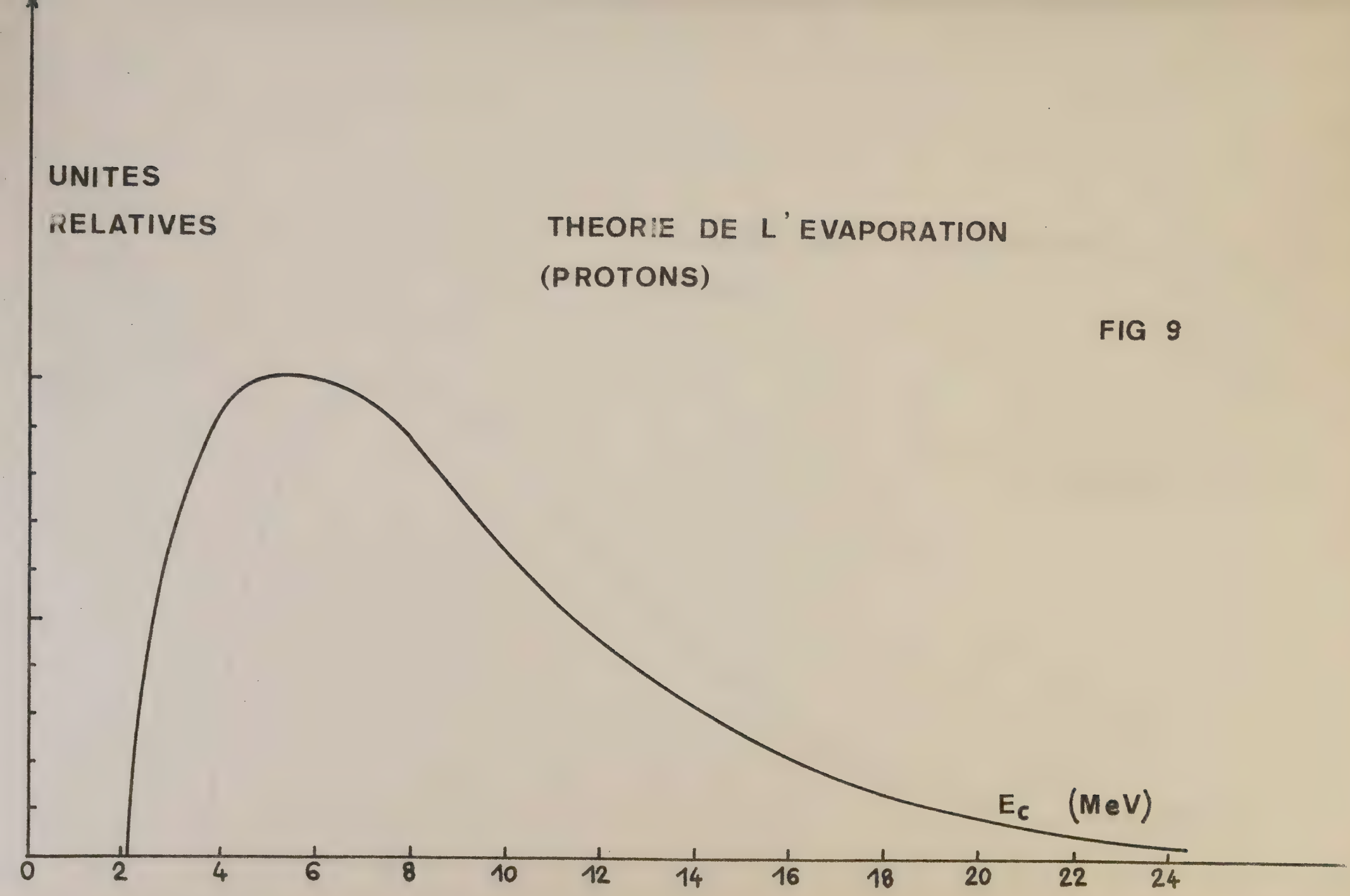
Le tableau ci-contre donne la valeur de la barrière coulombienne en fonction de la nature des particules émises. Pour ce calcul nous avons utilisé la méthode de DOSTROVSKY (73) tenant compte de l'effet Tunnel et des oscillations de surface du noyau excité.

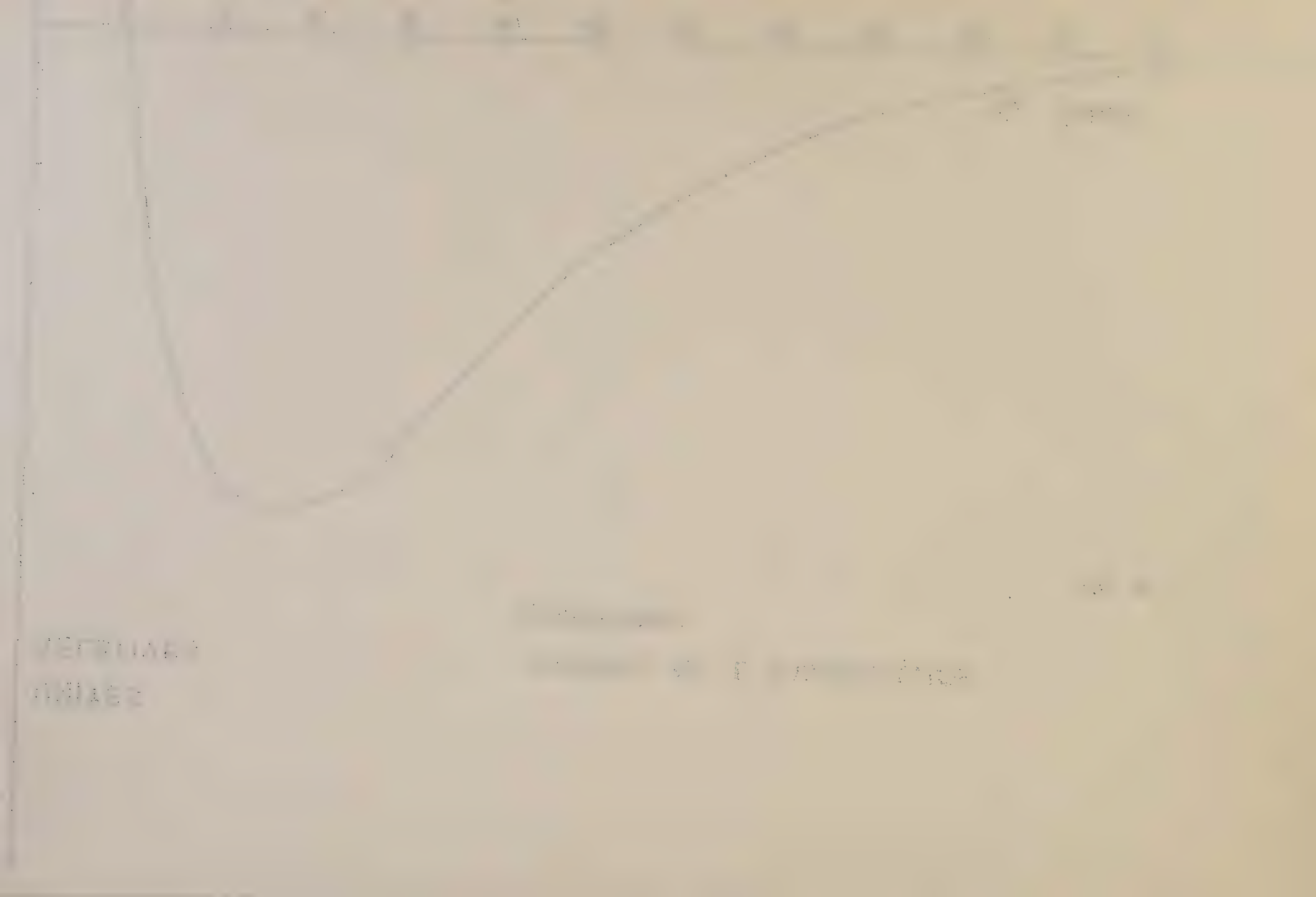
Les figures 9 et 10 montrent les spectres énergétiques obtenus pour les protons (Fig. 9) et les α (Fig. 10). Les spectres énergétiques des p, d, t sont identiques ; il en est de même des spectres énergétiques He^3- He^4.

UNITES
RELATIVES

THEORIE DE L'EVAPORATION
(PROTONS)

FIG 9





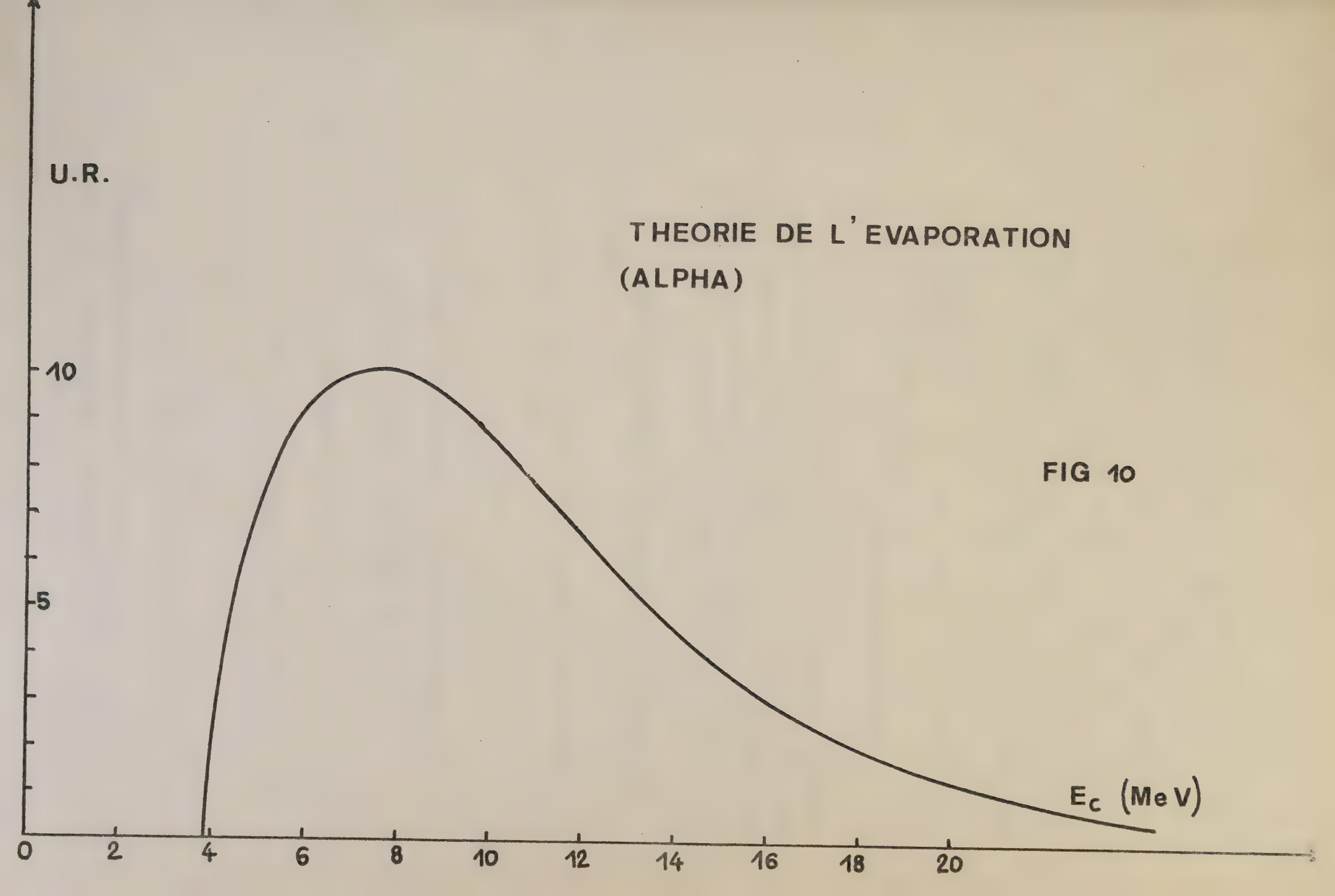
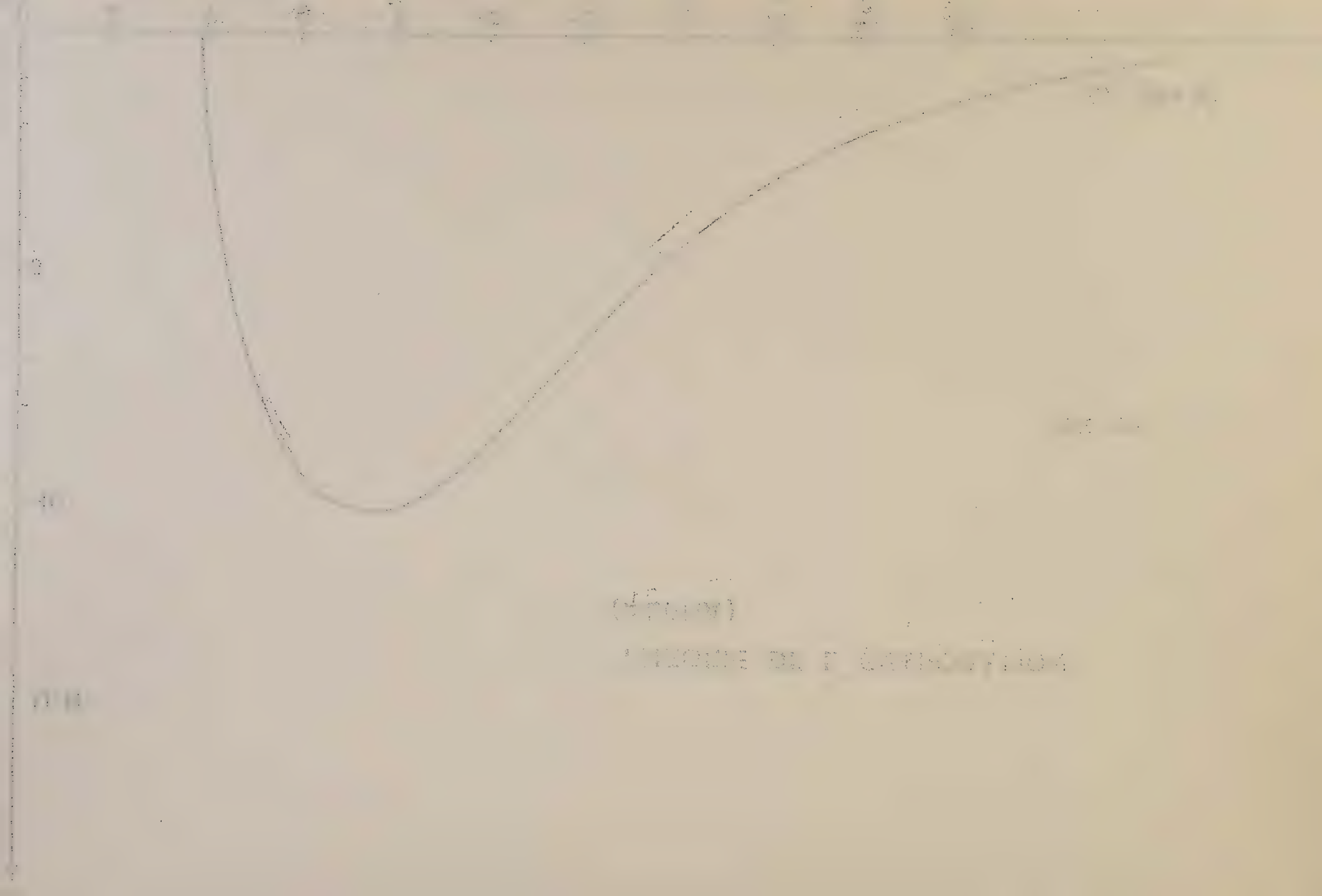

U.R.
THEORIE DE L'EVAPORATION
(ALPHA)
10
5
E_c (MeV)
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20

FIG 10



Particule	$^{1}_{-1}H$	$^{2}_{1}H$	$^{3}_{1}H$	$^{3}_{2}He$	$^{4}_{2}He$
V Electrostatique (MeV)	3,35	3,17	3,07	5,62	5,50
V Corrigé effet Tunnel (MeV)	2,34	2,44	2,46	4,50	4,56
V Corrigé effets d'oscillations de surface nucléaire (MeV)	1,98	2,07	2,09	3,82	3,88

L'expression (25) est légèrement modifiée si l'on tient compte du mouvement du centre de masse du noyau excité. Pour obtenir la distribution dans le système du laboratoire, le noyau excité étant entraîné à la vitesse v, il est nécessaire d'appliquer à (25) un opérateur transformation de Lorentz dont le calcul figure ci-après.

Calcul des spectres d'évaporation dans le système du Laboratoire

V étant la vitesse d'entraînement du noyau excité, nous prenons comme notations :

$$\beta = \frac{V}{c}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Dans le système du noyau excité, le spectre énergétique est donné par :

$$w(E')\,dE' = \frac{E' - V}{T^2} \exp\left[-\frac{E' - V}{T}\right] dE'$$

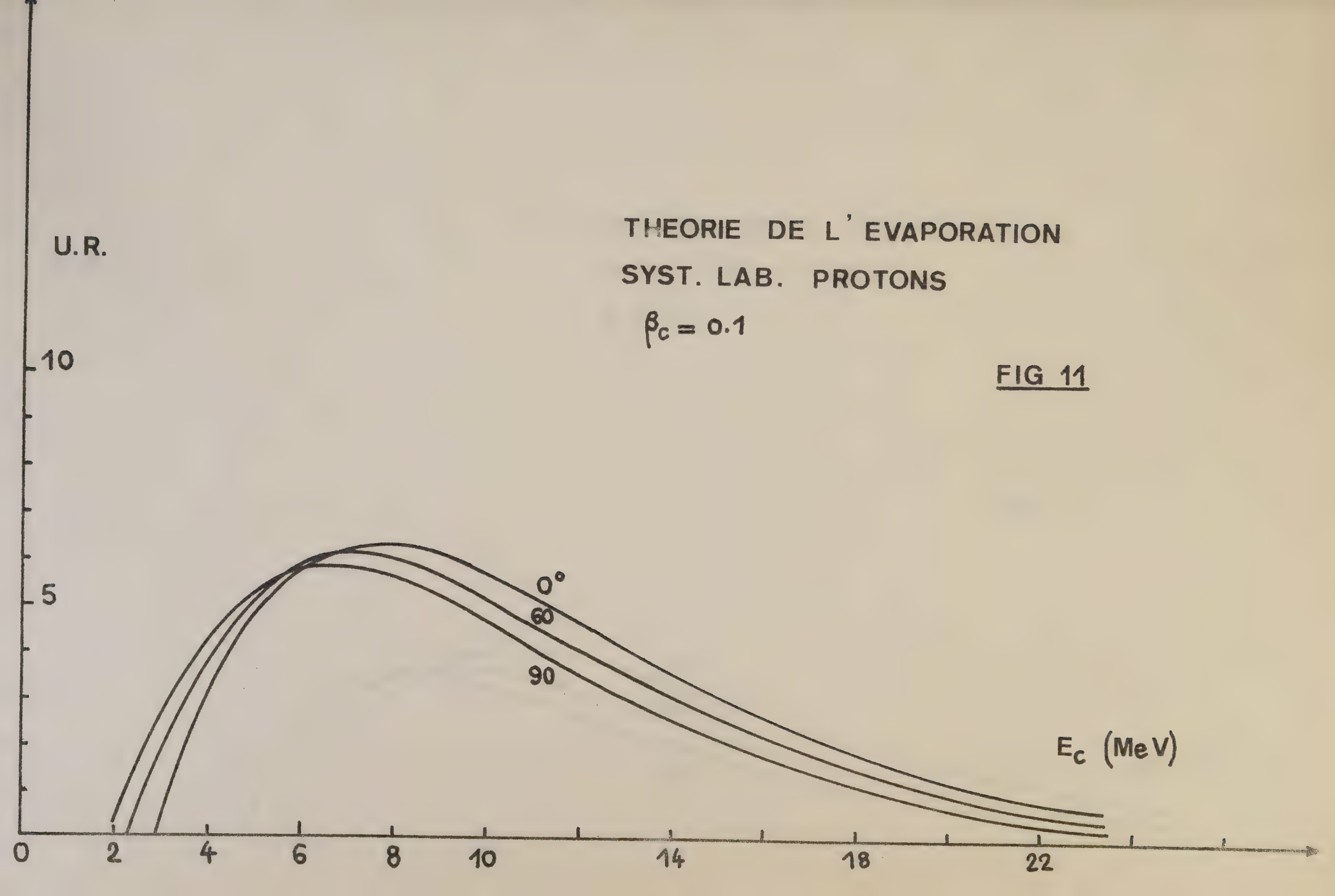
On en déduit la distribution en impulsion :

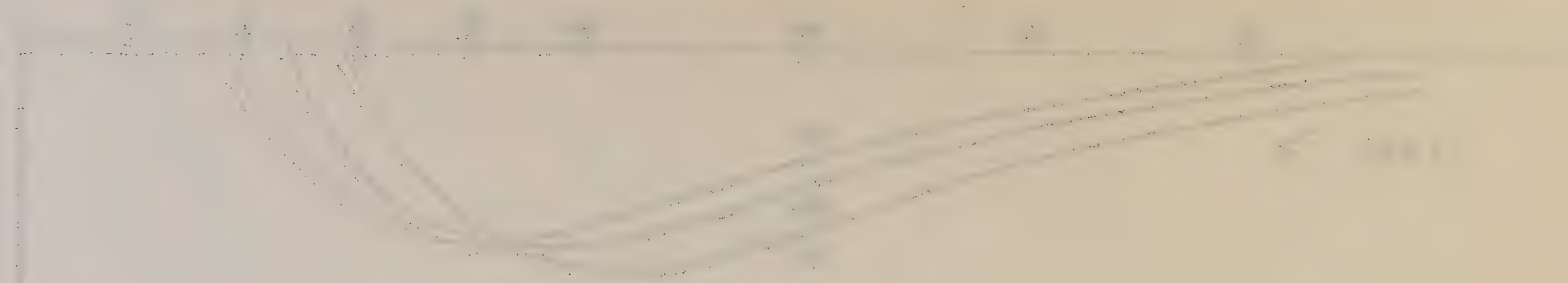
$$u(p')\,dp' = \frac{p'}{(p'^2 + m^2)^{1/2}}\, w\,((p'^2 + m^2)^{1/2} - m)\,dp'$$

ou encore :

$$u(p')\,dp' = \frac{p'}{\varepsilon'}\, w\,(\varepsilon' - m)\,dp' \qquad (\varepsilon' : \text{énergie totale})$$

Chaque quantité de mouvement est décomposé en une composante transversale $p_\perp$ et une composante longitudinale $p_{//}$; la transformation des


THEORIE DE L'EVAPORATION
SYST. LAB. PROTONS
$\beta_c = 0.1$
FIG 11
U.R.
10
5
0°
60
90
E_c (MeV)
0
2
4
6
8
10
14
18
22



composantes s'écrit :

$$\begin{cases} p'_{\perp} = p_{\perp} \\ p'_{/\!/} = \gamma(p_{/\!/} - \beta\varepsilon) \\ \varepsilon' = \gamma(\varepsilon - \beta p_{/\!/}) \end{cases}$$

Dans le système du noyau excité le nombre de particules dans l'élément $d^3\vec{p}'$ doit être égal au nombre de particules dans l'élément $d^3\vec{p}$. D'où

$$u(p')\, d^3p' = \text{nombre de particules} = d^3p \,.\, \mathcal{L}\{\beta\} \,.\, u(p')$$

où $\mathcal{L}$ est l'opérateur transformation de Lorentz.

Comme $\mathcal{L} = \dfrac{\partial(p'_{\perp}\ p'_{/\!/})}{\partial(p_{\perp}\ p_{/\!/})} \equiv \dfrac{dp'_{/\!/}}{dp_{/\!/}} = \dfrac{\gamma(\varepsilon - \beta p_{/\!/})}{\varepsilon}$, il vient :

$$\mathcal{L}(\beta)\,[u(p')] \equiv u(p') \,.\, \frac{\gamma(\varepsilon - \beta\, p_{/\!/})}{\varepsilon}$$

avec $p' = (p'^2_{/\!/} + p'^2_{\perp})^{1/2}$, $p_{/\!/} = p\cos\theta$ et $p_{\perp} = p\sin\theta$

Les figures (11) et (12) montrent les prédictions théoriques, dans le cas d'une cible d'aluminium, pour des protons et α . La vitesse d'entraînement du noyau composé a été prise égale à 0,1 c, en accord avec les valeurs proposées par A.M. POSKANZER (48).

2. THEORIE DU PICK-UP EN VOL

Première partie : description du modèle

Cette théorie a fait l'objet des travaux de plusieurs auteurs, notamment S.T. BUTLER et C.A. PEARSON (74), C. ZUPANCIC (75), N. KURTZ (76), J. FAIN (77), J.P. ALARD et P. VIALLEFONT (78).

Nous rappelons tout d'abord le principe du calcul de la production de deutérons décrit par BUTLER et PEARSON (74) :

→ Selon ces auteurs, les deutérons sont formés au cours du processus de cascade nucléonique ; il existe une certaine probabilité pour qu'un neutron et un proton de la cascade soient éjectés simultanément, avec une impulsion relative suffisamment faible pour que ces deux nucléons restent liés sous forme d'un deutéron. Le mécanisme reste le même pour la formation de nuclides de masse 3, 4.

Principe du calcul : Les trois diagrammes de la figure 7 indiquent trois modes différents de formation de deutérons ; dans ces diagrammes, $\vec{K}_1$ et $\vec{K}_2$ représentent les impulsions respectives du proton et du neutron ; $\vec{q}$ est le recul du noyau et $\vec{K}'_1$, $\vec{K}'_2$ et $\vec{K}'$ sont respectivement les impulsions des proton, neutron, deutéron dans l'état intermédiaire; $\vec{K}$ est l'impulsion du deutéron formé dans l'état final.

Soient $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$ les coordonnées respectives du proton et du neutron ; la probabilité pour qu'après un temps τ , le potentiel $V(\vec{r}_1) + V(\vec{r}_2)$, combiné à l'interaction neutron-proton $v(r)$, produise un deutéron de vecteur d'onde compris entre $\vec{K}$ et $\vec{K} + d\vec{K}$ est donnée par :

$$\omega(\vec{K})\, d\vec{K} = \frac{4\,\left|H_{if}^{(2)}\right|^2 \sin^2(1/2\,\omega_{if}\,\tau)}{\hbar^2\,\omega_{if}^2}\,\rho(\vec{K})\,d\vec{K} \qquad (26)$$

avec $\hbar\,\omega_{if} = E_i - E_f$

$\rho(\vec{K})$ est la densité d'états finaux et $H_{if}^{(2)}$ est un élément de matrice du second ordre. Il s'exprime en fonction des éléments de matrice du premier ordre H_{ij}^1 et H_{jf}^1 où j est un état intermédiaire :

$$H_{if}^{(2)} = \sum_j \frac{H_{ij}^1 \cdot H_{jf}^1}{E_j - E_f} \qquad (27)$$

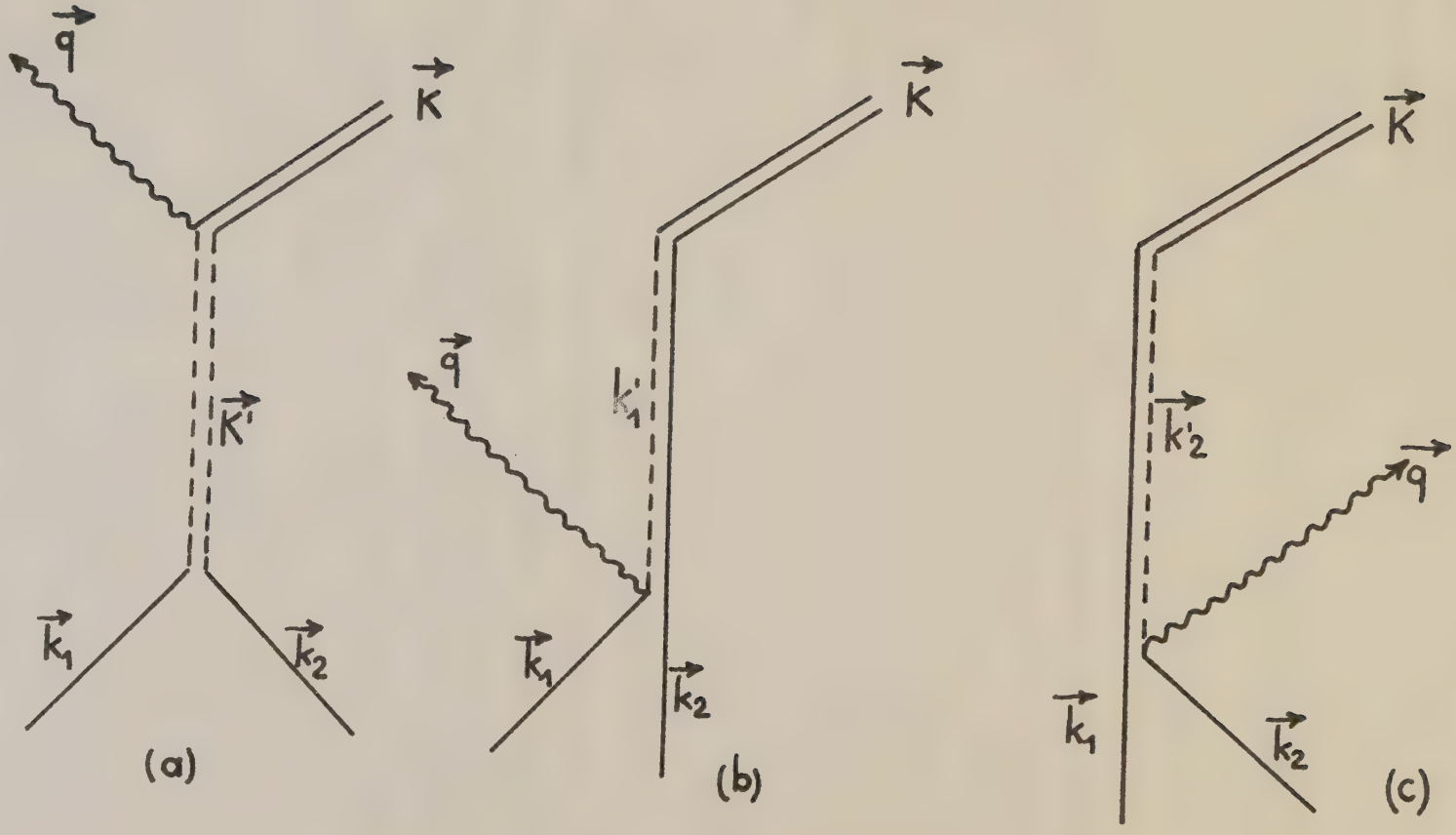
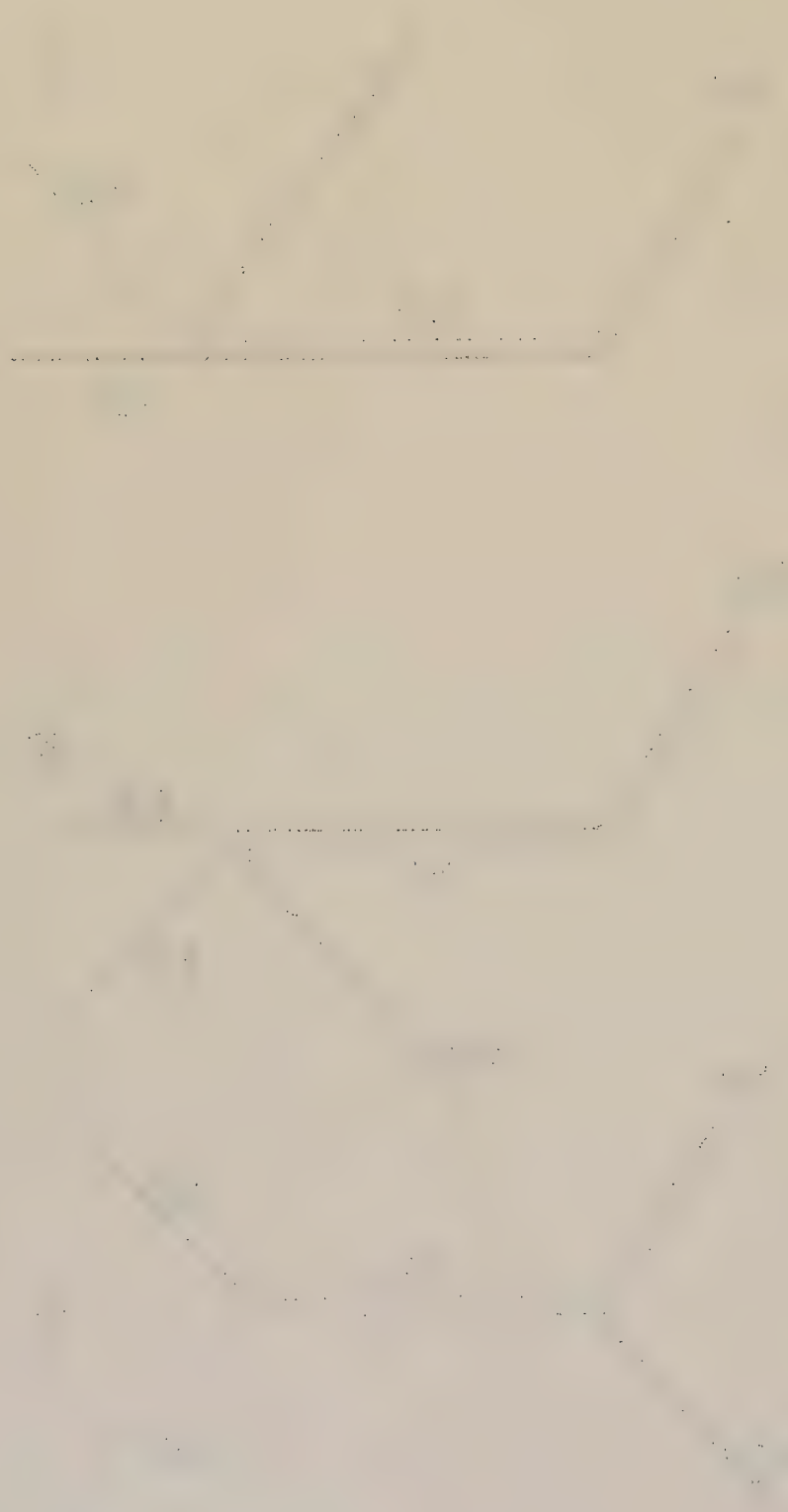

$\vec{q}$
$\vec{K}$
$\vec{K'}$
$\vec{k_1}$
$\vec{k_2}$
(a)
$\vec{K}$
$\vec{q}$
$\vec{k'_1}$
$\vec{k_1}$
$\vec{k_2}$
(b)
$\vec{K}$
$\vec{k'_2}$
$\vec{q}$
$\vec{k_1}$
$\vec{k_2}$
(c)

FIG 7



Pour la démonstration des expressions (26 et 27) on se reportera à (76) et (79).

L'élément de matrice du second ordre $H_{if}^{(2)}$ est calculé en tenant compte des trois diagrammes (a, b, c) ce qui amène à l'expression suivante :

$$H_{if}^{(2)} = \frac{4\pi C}{L^3 L^{3/2}} g(2x) \left[\frac{2}{k_i^2 + \gamma^2} - \frac{1}{(\vec{k}_i + \vec{x})^2 + \gamma^2} - \frac{1}{(\vec{k}_i - \vec{x})^2 - \gamma^2} \right] \quad (28)$$

avec $\vec{x} = \frac{1}{2}(\vec{K}_i - \vec{K})$; $\vec{K}_i = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$; $\vec{k}_i = \frac{1}{2}(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$

Les hypothèses de Butler et Pearson conduisent à un calcul de perturbation du 2ème ordre ; une autre méthode de calcul est proposée par N. KURTZ (76) ; elle aboutit à la même expression dans le cas du deutéron et a l'avantage, en n'utilisant que des calculs de perturbation du premier ordre, d'être applicable facilement au triton ou à l'hélium 3. Il suffit pour cela d'adopter une interaction de la forme :

$\sum_{i=1}^{A} V(r_i) - AV(R)$ où R est la coordonnée du centre de gravité du noyau de masse A émis dans le phénomène.

Connaissant l'élément de matrice de transition, on calcule la probabilité $\omega(\vec{K})$ au moyen de l'expression (26), et en tenant compte du spectre des nucléons de cascade on aboutit finalement au nombre de fragments émis par unité d'angle solide et par unité d'impulsion.

Les calculs nous amènent aux expressions suivantes :

a) pour les deutérons (74) :

$$n_d(\vec{K}) = \frac{A}{K^4} I(R_o) \left[n_p\left(\frac{\vec{K}}{2}\right) \right]^2 \quad (29)$$

b) pour les tritons et ^3_2He (76) :

$$n_t(\vec{K}) = \frac{B}{K^6} J(R_o) \left[n_p\left(\frac{\vec{K}}{3}\right) \right]^3 \quad (30)$$

N. Kurtz (76) a proposé de généraliser ces résultats aux particules ^4_2He, en écrivant :

$$n_\alpha(\vec{K}) = \frac{C}{K^8} \chi(R_o) \left[n_p\left(\frac{\vec{K}}{4}\right) \right]^4 \quad (31)$$

Dans ces expressions, A, B et C sont des constantes, $n_p(x)$ est la distribution doublement différentielle des protons de cascade :

$$n_p(x) \equiv \frac{d^2N_p}{d\Omega \cdot dK}$$

Les fonctions $I(R_o)$, $J(R_o)$, $\chi(R_o)$ sont sans dimensions et dépendent uniquement du rayon nucléaire R_o.

Cependant, une difficulté majeure apparaît si l'on fait le calcul pour deux particules d'impulsion relative faible; en effet le nombre de deutérons est trouvé supérieur à 1 (138). On peut alors montrer (139) que les calculs restent valables à condition de prendre pour potentiel nucléaire la valeur V_o = 40 MeV, au lieu de la valeur 25 MeV précédemment adoptée par BUTLER et PEARSON (74) à la suite des calculs de BJORKLUND (140).

Un type de calcul différent a été proposé par ZUPANCIC (138). Soit $\psi(\vec{r})$ la fonction d'onde décrivant le mouvement relatif de deux nucléons dans le noyau ; évidemment $\psi(\vec{r})$ n'est autre qu'une fonction d'onde décrivant le processus de cascade nucléonique. Si $\phi(\vec{r})$ est la fonction d'onde du deutéron, la probabilité de formation d'un deutéron est donnée par :

$$n_d = \int \phi(\vec{r})\ \psi(r)\ d\tau \qquad \text{où } \int d\tau \text{ indique une sommation}$$

sur tous les états initiaux et finaux.

Le calcul exact à partir de la formule précédente est rendu très difficile par le fait que nous ne connaissons pas la fonction $\psi(\vec{r})$. Récemment, J. FAIN (77) a proposé l'utilisation d'une méthode de Monte Carlo pour décrire l'agglomération en vol de trois nucléons à la sortie du noyau. Les hypothèses de ce calcul sont les suivantes:

- on néglige la réabsorption des fragments formés dans la matière nucléaire. Ceci suppose que les fragments sont émis à partir de la surface du noyau.

- On utilise comme distribution des nucléons de cascade les distributions expérimentales connues, ce dernier point étant compatible avec le premier. Dans ces conditions, la probabilité, lors d'une collision, de formation d'un ^3He de quantité de mouvement comprise entre $\vec{P}$ et $\vec{P} + d\vec{P}$ est :

$$n_{He^3}(\vec{P})\ d\vec{P} = \Gamma(^3He) \int_V f(\vec{p}_1)\ d\vec{p}_1 \int_V f(\vec{p}_2) d\vec{p}_2 \int_V f(\vec{p}_3) d\vec{p}_3$$

où $f(\vec{p}_1)$, $f(\vec{p}_2)$ et $f(\vec{p}_3)$ sont les spectres en impulsion des particules 1, 2, 3 et $\Gamma(^3He)$ la probabilité pour que le fragment de masse 3 se compose d'un neutron et de 2 protons.

L'expérience réalisée par J. FAIN (77) ne permettant pas de discerner entre ^3_2He et ^4_2He, l'auteur a admis que seul l'isotope ^3_2He était présent dans la partie énergétique du spectre (énergie cinétique $\geq$ 30 MeV).

Le principal paramètre utilisé était la "quantité de mouvement relative" Δp en dessous de laquelle les trois nucléons restent liés sous forme d'un hélium 3. Le taux de production calculé varie très rapidement avec Δp ; il en résulte - ainsi que le fait remarquer l'auteur de ces calculs - qu'il existera toujours une valeur Δp (voisine de 200 MeV/c) qui permettra d'adapter la théorie à l'expérience. Il n'y a donc pas là d'argument pour ou contre le modèle du pick-up.

Deuxième partie :

Nos calculs utilisant la méthode de Monte Carlo

Nous avons repris entièrement le calcul précédent en opérant en trois étapes :

- Réalisation d'un programme de calcul décrivant la cascade intranucléaire ;
- Evaluation préalable du paramètre Δp ;
- Calcul de la production de fragments légers (deutérons).

A) Réalisation du programme de calcul de cascade

L'idée de décrire la cascade nucléonique au moyen d'une méthode de Monte Carlo n'est pas nouvelle ; elle est due à BERNARDINI et al (141), METROPOLIS et al (142), AVNI et al (143). Nous avons choisi une énergie incidente de 600 MeV pour réaliser notre calcul. Ce choix était dicté par des raisons astrophysiques (Cf. Chap. I) et expérimentales (Cf. Chap. III). Les hypothèses de départ que nous utilisons sont les suivantes :

* Les protons incidents pénétrant à l'intérieur du noyau interagissent avec un seul nucléon du noyau, leur longueur d'onde associée $\lambda = \hbar/p$ étant inférieure à la distance séparant deux nucléons du noyau-cible (approximation de l'impulsion). Il est relativement

facile de démontrer la validité de cette approximation à l'énergie incidente de 600 MeV ; en effet, lors de l'interaction d'un nucléon ou d'un pion énergétique sur un nucléon lié, la matrice de diffusion $\mathcal{F}_b$ est liée à la matrice de diffusion libre (p, p), notée $\mathcal{F}_o$, par l'expression :

$$\mathcal{F}_b = \mathcal{F}_o \left[1 + \mathcal{O}\left(\left|\frac{f}{\lambda\!\!\!^{-}} \frac{R_a}{\varepsilon_p}\right|\right)\right] \qquad \text{(Réf. 144)}$$

Dans cette expression, f est l'amplitude de diffusion, $\lambda\!\!\!^{-}$ la longueur d'onde associée à la particule incidente, ε_p l'énergie incidente et R_a est la différence entre l'énergie cinétique de la particule cible et son énergie de liaison dans le noyau.

Dans le cas de la diffusion (nucléon + nucléon lié) à 600 MeV, on trouve un terme correctif :

$\left|\frac{f}{\lambda} \frac{R_a}{\varepsilon_p}\right| \simeq$ 5 %, ce qui justifie l'emploi de l'approximation.

Toutefois, cette dernière n'est plus valable dans le cas de pions de 200 MeV (au voisinage de la résonance π-nucléon, le terme "correctif" devient de l'ordre de 80 %). Ceci n'est pas un obstacle à notre calcul puisqu'à une énergie incidente de 600 MeV, la section efficace de production de π est encore très faible devant les sections efficaces de diffusion nucléon-nucléon (142).

* Les produits de la collision entre le proton incident et le nucléon lié peuvent à leur tour entrer en collision avec les nucléons du noyau, développant ainsi un processus de cascade. Si l'énergie de l'un des produits de la collision est inférieure à l'énergie moyenne d'agitation des nucléons dans le noyau, la collision est annulée (principe d'exclusion de Pauli).

Seules sont prises en considération les collisions élastiques nucléon-nucléon. Les sections efficaces totales $\sigma_{él}(pp)$, $\sigma_{él}(pn)$, $\sigma_{él}(nn)$ ont été représentées par des courbes adaptées aux données expérimentales, ainsi que les sections efficaces différentielles $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{él\ c.m.}$ (pp ; pn ; nn).

Ces diverses adaptations ont été faites par la méthode des moindres carrés ; l'erreur commise dans chaque cas est inférieure à 2 %. Nous avons utilisé le programme "LSQFIT" du CERN pour toutes ces adaptations.

* Modèles de densité nucléaire

Nous avons utilisé deux modèles de densité nucléaire :

a) densité constante dans tout le volume nucléaire

b) densité décroissante du centre à la périphérie (modèle dit "à bord diffus").

Dans le dernier cas, la densité nucléaire $\rho(r)$ a été identifiée avec la densité de charge donnée par les expériences de diffusion d'électrons (146) :

$$\rho(r) = \frac{\rho_o}{1 + \exp\left[\frac{r - c}{a}\right]} \qquad (34)$$

$$c = 1{,}07.A^{1/3}.10^{-13} \text{ cm}$$

$$a = 0{,}545.10^{-13} \text{ cm}$$

avec bien entendu la condition de normalisation :

$$A = \int_o^R \rho(r)\, dV = \int_o^R \rho(r).\, 4\,\pi\, r^2 dr \qquad (35)$$

Calculs

Les calculs ont été réalisés sur l'ordinateur CDC 6600 du CERN.

Nous avons évalué pour les deux modèles (a) et (b) les sections efficaces doublement différentielles $d^2\sigma/dp\, d\Omega$ d'éjection de nucléons. Ces prédictions ont été comparées aux résultats fournis par une expérience réalisée sur le faisceau de protons de 500 MeV du canal D de la salle de protons du SC au CERN. Nous observons un très bon accord entre les distributions expérimentales et les distributions prévues par les calculs de cascade (P. VIALLEFONT (78), J.P. ALARD et al (145)). Nous en avons déduit la possibilité d'utiliser ces distributions pour les fonctions $f(\vec{p})$ à l'intérieur et à l'extérieur du noyau.

B) Evaluation du Δp

Nous avons calculé la distribution des quantités de mouvement relatives des nucléons à l'intérieur du deuton en intégrant sur le volume nucléaire. La fonction d'onde interne du deutéron, $\psi_d(r)$ peut être donnée par la formule de Hulthèn :

$$\psi_d(r) = \frac{1}{r}\left(e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}\right) \qquad (36)$$

La distribution des quantités de mouvement relatives Δp est représentée par la transformée de Fourier de ψ_d, soit :

$$F(\Delta p) = \int \psi(\vec{r}) \exp(-i \cdot \Delta\vec{p} \cdot \vec{r})\, d^3\vec{r} \qquad (37)$$

La figure 13 donne la forme de $F(\Delta p)$. On constate que la probabilité d'avoir un deutéron pour $|\Delta p| >$ 200 MeV/c est négligeable. Ce calcul élémentaire nous donne donc une idée du Δp maximum.

C) Application à la production de deutérons rapides

Nous avons utilisé la distribution de quantité de mouvement des particules de cascade, obtenue à l'aide du programme précédent. Nous avons également tenu compte de la réabsorption des fragments dans la matière nucléaire ; cette réabsorption est importante dans le cas où le deuton est produit à l'intérieur du noyau-cible. Tous les couples (n, p) dont l'impulsion relative était inférieure à Δp sont supposés former un deutéron. En conclusion, nous avons tenu compte dans ce calcul :

- de la distribution réelle des particules de cascade, à l'intérieur et à l'extérieur du noyau-cible ;
- de la réabsorption des fragments formés dans la matière nucléaire elle-même.

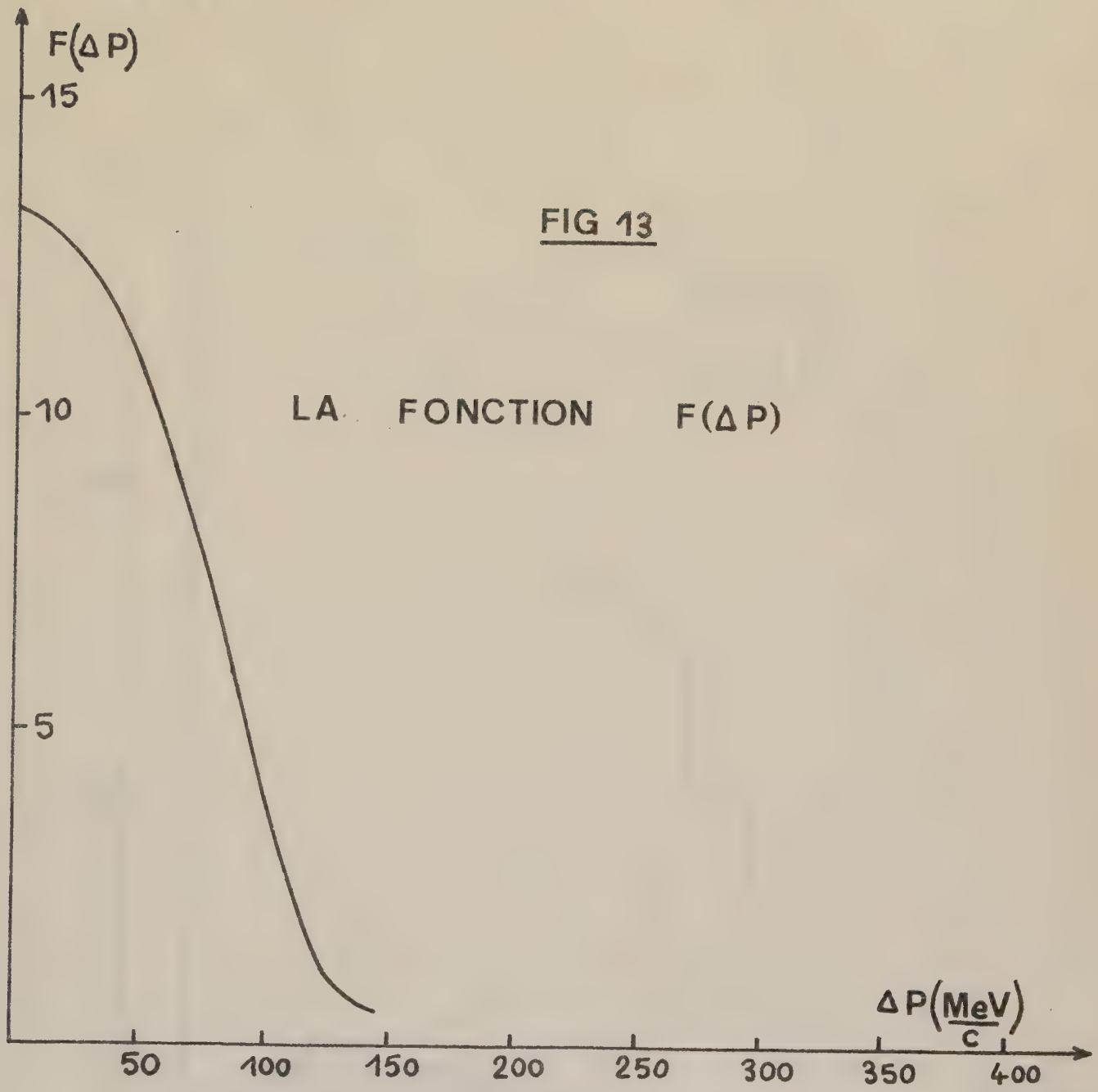
Résultats obtenus

Malgré les perfectionnements apportés à ce calcul, les résultats restent décevants. En effet, le Tableau ci-dessous montre le nombre de fragments émis en fonction de Δp, pour mille cascades obtenues avec un noyau-cible d'argent. On constate que le nombre de fragments varie très rapidement avec Δp. D'autre part, la valeur 200 MeV/c correspond à un rapport d/p de l'ordre de 2 % : ainsi que nous le verrons lors des chapitres consacrés à la partie expérimentale, ce rapport est trop faible et on doit prendre pour Δp une valeur de l'ordre de 300 MeV/c, ce qui ne correspond plus aux valeurs prévues par l'utilisation de la formule de Hulthèn (Fig. 13).

Δp (MeV/c)	200	250	280
Nombre de fragments	46	75	115

FIG 13

LA FONCTION $F(\Delta P)$



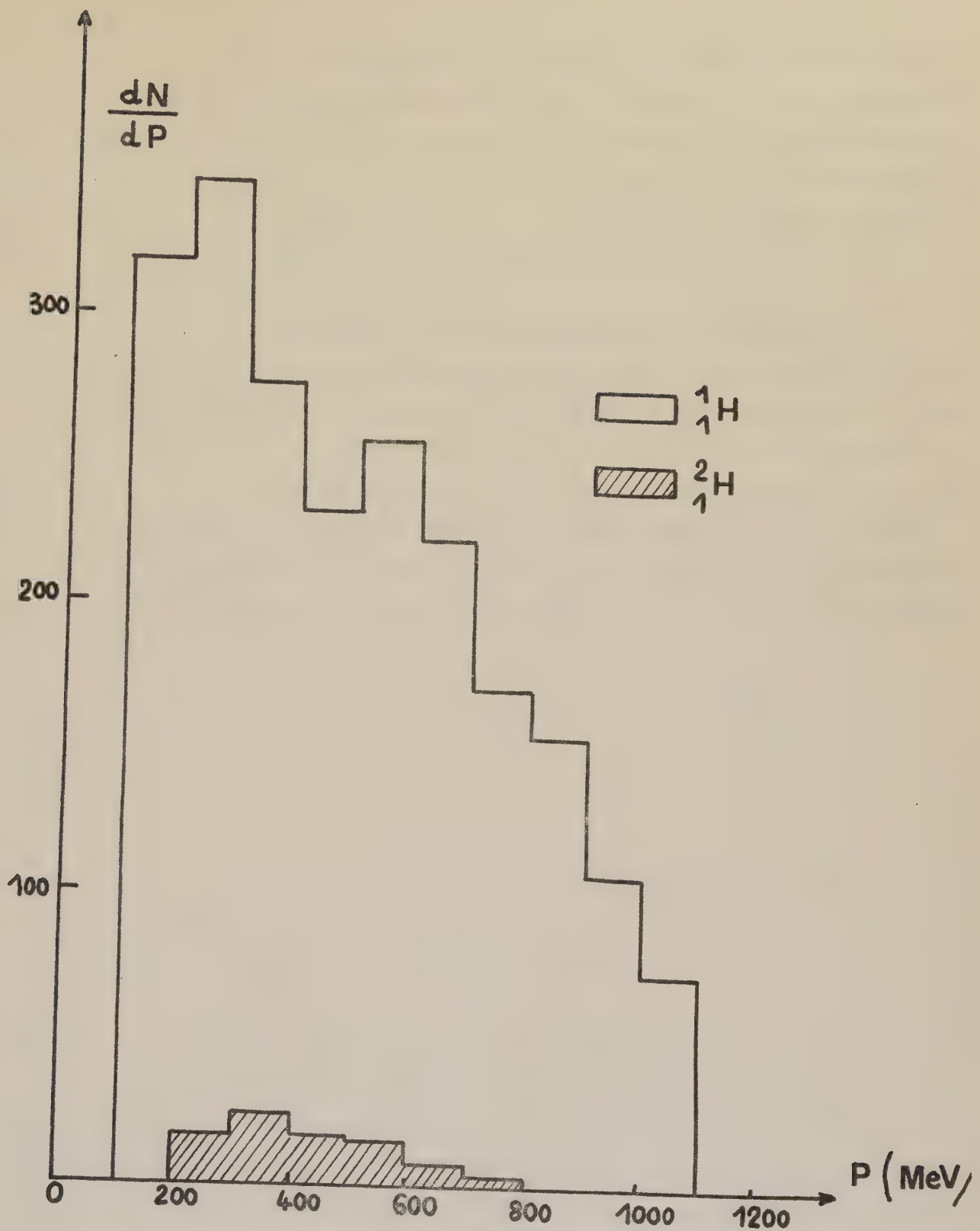


FIG 14

SPECTRES THÉORIQUES COMPARÉS

PROTONS - DEUTONS



La figure suivante (14) montre les distributions en impulsions des protons et deutons pour Δp = 250 MeV/c. L'allure générale des deux spectres est comparable. Le maximum observé pour le spectre de deutérons est situé à une impulsion double de celle correspondant au maximum du spectre de protons. Ceci est bien en accord qualitatif avec les prédictions des calculs de BUTLER et PEARSON (74) et N. KURTZ (76).

En conclusion, un choix convenable du paramètre Δp peut permettre de prévoir les spectres énergétiques des deutérons (il est alors nécessaire de représenter ces spectres par une expression mathémathique pouvant être introduite dans une équation de propagation).

En ce qui concerne ${}^{3}_{1}H$, ${}^{3}_{2}He$ et ${}^{4}_{2}He$, le problème se complique par suite du très grand nombre de cascades nécessaires pour obtenir une statistique suffisante. Ainsi, pour disposer de 1000 particules α il est nécessaire d'avoir $\sim 10^6$ nucléons, soit $\simeq 3$ à 4×10^5 cascades.

3. EJECTION DE SOUS-STRUCTURES

Première Partie :

Calcul de la section efficace PWIA d'éjection directe d'agrégats

L'éjection directe d'agrégats de masse a et de charge z dans les réactions (p + Noyau) est un phénomène actuellement bien établi. La première observation relative à ces réactions est due à P. CUER, J.C. COMBE, A. SAMMAN (80) au moyen de l'émulsion ionographique, grâce à la réaction :

$$p + {}^{12}_{6}C \rightarrow p + 3\,\alpha$$

Pour un grand nombre des événements observés, l'une des particules possédait une énergie très supérieure à celle des deux autres, et les résultats étaient en accord avec l'éjection directe d'un α à partir de ^{12}C, suivie de la cassure du $^{8}_{4}Be$ résiduel en deux hélions de basse énergie.

Depuis cette première observation, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été publiés. Nous en donnons ci-dessous un résumé :

A) Travaux expérimentaux

Les expériences les plus caractéristiques détectent en coïncidence le proton diffusé et la sous-structure. Le Tableau ci-dessous donne des exemples de telles études :

Auteurs	Réf.	Technique	Energie incidente (MeV)	Observations	Réactions
JAMES PUGH	(81)	Compteurs	150	(1963)	$^{12}C(p,p\alpha)$
YUASA HOURANI	(82)	Ch. bulles (propane)	85	(1965)	$^{12}C(p,p\alpha)$
ROOS et al	(83)	E, dE/dx (jonctions)	57	(1969)	$^{12}C(p,p\alpha)$ $^{9}Be(p,p\alpha)$
GOTTSCHALK KANNENBERG	(84)	E, dE/dx (jonction + NaI)	160	(1969)	$^{12}C(p,p\alpha)$ $^{9}Be(p,p\alpha)$ $^{16}O(p,p\alpha)$
RUHLA RIOU	(85)	Compteurs	150	(1963)	$^{6}Li(p,p\alpha)$ $^{9}Be(p,p\alpha)$

D'autres expériences utilisent la seule détection de la sous-structure, sans coïncidence. Outre celle de J.C. COMBE, P.CUER, A. SAMANN (80) on peut citer KOMAROV et al (54) à 665 MeV (1969) puis R. CHASTEL et H. GAUVIN (86) à 90 MeV (1967).

B) Travaux théoriques

Un important effort théorique a été consacré, ces dernières années, à l'étude des réactions d'éjection directe. Parmi les travaux importants, d.F. JACKSON a évalué la section efficace différentielle d'éjection de deutérons pour la réaction (p, pd) (87) dans l'approximation PWIA (ondes planes + approximation de l'impulsion). Le calcul a été également effectué en approximation DWIA (88) ainsi que pour la réaction (p, pα) (89). Le même auteur a étudié la contribution due à la portée finie des interactions (90).

D'autre part, V.V. BALASHOV, A.N. BOYARKINA et I. ROTTER (91) ont calculé les spectres d'excitation des noyaux résiduels, ainsi que les distributions en impulsion des agrégats à l'intérieur du noyau. BEREGI (92) a calculé le nombre effectif d'agrégats α dans les noyaux. (Ces derniers auteurs (91,92) utilisent le modèle en couches). Enfin SAKAMOTO (93) a calculé les corrélations angulaires dans les réactions (p, pα).

Les réactions d'éjection directe du type (α, 2 α) ont également fait l'objet de nombreux travaux, en particulier par V.V. BALASHOV et D.V. MEBONYA (94), qui ont étudié du point de vue théorique l'éjection de particules α à partir des noyaux ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{12}C et ^{16}O, pour des hélions incidents de quelques dizaines de MeV.

En ce qui concerne l'ensemble des travaux théoriques ou expérimentaux, on peut remarquer que sauf pour l'expérience de KOMAROV et al (54) aucune étude n'a été menée à une énergie de plusieurs centaines de MeV.

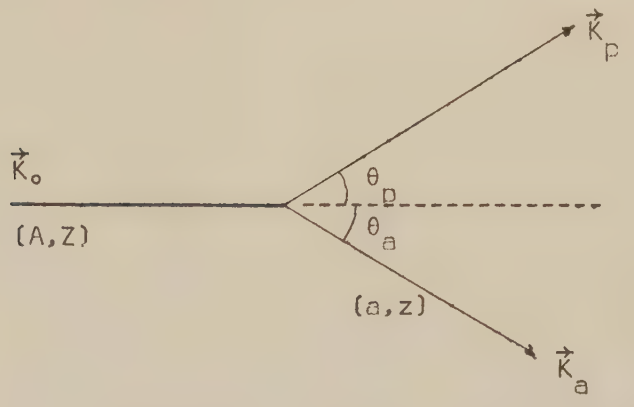
Calcul de la section efficace d'éjection d'agrégats dans l'approximation PWIA

On suppose, dans un but de simplification, une interaction coplanaire entre le proton incident et un agrégat préformé de nombre de masse a. Les notations sont les suivantes :

$\vec{q}$ recul du noyau résiduel ;

$\vec{k}_a$, θ_a, T_a impulsion, angle d'éjection et énergie cinétique de l'agrégat ;

$\vec{K}_p$, θ_p, T_p impulsion, angle d'éjection et énergie cinétique du proton



- $\vec{q}$ est l'impulsion de l'agrégat avant la collision.

La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement amène les relations suivantes :

$T_o = T_p + T_\alpha + T_R + E_b$ (E_b énergie de liaison de l'agrégat)

Dans le cas où $E_b = q = 0$ la diffusion est élastique et libre. Si $E_b \neq 0$ et $q = 0$ la diffusion est dite quasi-libre,; si $E_b \neq 0$ et $q \neq 0$, on se place dans le cas le plus général.

Dans ce dernier cas, la conservation de l'impulsion s'écrit :

$$\vec{K}_o = \vec{K}_p + \vec{K}_a + \vec{q}$$

Notons ϕ l'angle du vecteur q avec la direction de la particule incidente. En projetant l'expression ci-dessus sur $\vec{K}_o$ et sur la perpendiculaire à $\vec{K}_o$, il vient :

$$\begin{cases} K_o = q\cos\phi + K_p\cos\theta_p + K_a\cos\theta_a \\ 0 = q\sin\phi + K_p\sin\theta_p - K_a\sin\theta_a \end{cases}$$

L'élimination de la variable ϕ amène alors à l'expression suivante :

$$q^2 = K_p^2 + K_a^2 + K_o^2 + 2K_pK_a\cos(\theta_p + \theta_a) - 2K_o(K_o\cos\theta_p + K_a\cos\theta_a) \qquad (36\ b)$$

La relation de conservation de l'énergie :

$$T_R = T_o - T_p - T_a - E_b = \mathcal{E} - T_a \quad (\text{où } \mathcal{E} = T_o - T_p - E_b)$$

peut s'exprimer en fonction des impulsions si l'on admet que la sous-structure éjectée et le noyau de recul sont non relativistes :

$$\frac{q^2}{2M} = \mathcal{E} - \frac{K_a^2}{2m} \quad (M = \text{masse du recul ; } m = \text{masse de l'agrégat})$$

Il vient donc $q^2 = 2M\mathcal{E} - \frac{M}{m} K_a^2$

On remplace q^2 par cette expression dans (36b) et l'on aboutit à l'équation suivante :

$$K_a^2 \left[1 + \frac{M}{m}\right] + 2K_a\left[K_p \cos(\theta_a + \theta_p) - K_o \cos\theta_a\right] + K^2 - 2M\mathcal{E} = 0$$

où $K^2 = K_p^2 + K_o^2 - 2K_oK_p \cos\theta_p$, ce dernier terme étant égal à K_a^2 lorsque $E_b = q = 0$ (diffusion libre p-a).

Le discriminant de cette équation ayant pour expression :

$$\Delta' = \{K_p \cos(\theta_a + \theta_p) - K_o\cos\theta_a\}^2 - (K^2 - 2M\mathcal{E})(1 + M/m)$$

$$= W^2 - UV$$ (les notations sont évidentes), on a :

$$K_a = \frac{-W \pm (W^2 - UV)^{1/2}}{V}$$

et
$$q = (2M\mathcal{E} - \frac{M}{m} K_a^2)^{1/2} \qquad (38)$$

Nous calculons à présent la section efficace différentielle "PWIA" pour l'éjection directe. Le noyau cible de masse A est représenté comme l'association entre une "sous-structure" de masse a, de coordonnée $\vec{r}_a$, de nombres d'ondes initial et final $\vec{K}_a$ $\vec{K}'_a$, et un coeur de masse (A - a), de coordonnée $\vec{r}_c$, de nombres d'ondes $\vec{K}_c$, $\vec{K}'_c$. En ce qui concerne la particule incidente, ces grandeurs sont notées respectivement :

m, $\vec{r}_o$, $\vec{K}_o$, $\vec{K}'_o$

On utilise également les coordonnées suivantes :

$$\vec{R} = \vec{r}_o - \vec{r}_a$$

$$\vec{S} = \vec{r}_c - \vec{r}_a$$

$$\vec{T} = \frac{(A - a)\vec{r}_c + a\vec{r}_a}{A}$$ (coordonnée du centre de masse du noyau-cible)

$\vec{Q}$ impulsion associée à $\vec{S}$

$\vec{P}$ impulsion associée à $\vec{T}$

Elément de matrice de transition. Il est donné par :

$$\langle f|U|i\rangle = V^{-5/2} \iiint d\vec{r}_o\, d\vec{r}_a\, d\vec{r}_c \times e^{-i\vec{K}'_o.\vec{r}_o}\, e^{-i\vec{K}'_a.\vec{r}_a}\, e^{-i\vec{K}'_c.\vec{r}_c} \cdot U(R) \times e^{i\vec{K}'_o.\vec{r}_o}\, e^{i\vec{P}.\vec{T}} \cdot \psi(\vec{S}) \qquad (39)$$

L'état final se compose de trois ondes planes ; l'état initial comprend :

- Une onde plane $(e^{i\vec{K}'_o.\vec{r}_o})$ représentant le proton incident ;
- Une onde plane $(e^{i\vec{p}.\vec{T}})$ représentant le c.m du noyau-cible ;
- Une fonction d'onde $\psi(\vec{S})$ représentant l'état lié coeur-agrégat.

$\psi(\vec{S})$ est remplacée par sa représentation au moyen d'une intégrale de Fourier :

$$\psi(\vec{S}) = (2\pi)^{-3/2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{Q} \cdot e^{i\vec{Q}.\vec{S}} \quad \phi(Q)$$

et l'on écrit l'élément de matrice en fonction de $\vec{R}$, $\vec{S}$, $\vec{T}$, en posant $\vec{P} = 0$, ce qui amène à l'expression :

$$\begin{aligned} \langle f|U|i\rangle &= (2\pi)^{9/2} V^{-5/2} \iint d\vec{R}\, d\vec{Q}\, \phi(\vec{Q}) \\ &\times e^{-i\vec{K}'_o.\vec{R}} \; U(\vec{R}) \; e^{i\vec{K}_o.\vec{R}} \; \delta(\vec{K}_o - \vec{K}'_o - \vec{K}'_a - \vec{K}'_c) \\ &\times \delta\{[(\tfrac{a}{A} - 1)(\vec{K}_o - \vec{K}'_o - \vec{K}'_a)] - \tfrac{a}{A}\vec{K}'_c + \vec{Q}\} \end{aligned}$$

Dans la suite des calculs, nous poserons :

$$\vec{q} = \frac{a}{A}\vec{K}'_c - (\frac{a}{A} - 1)(\vec{K}_o - \vec{K}'_o - \vec{K}'_a) \quad \text{et obtenons :}$$

$$\begin{aligned} \langle f|U|i\rangle &= (2\pi)^{9/2} V^{-5/2} \int d\vec{R}\; e^{-i\vec{K}'_o.\vec{R}} \; U(R) \\ &\times e^{i\vec{K}_o.\vec{R}} \; \phi(\vec{q}) \; \delta(\vec{K}_o - \vec{K}'_o - \vec{K}'_a - \vec{K}'_c) \end{aligned}$$

Pour calculer la probabilité de transition, nous exprimons la section efficace dans la théorie de perturbation indépendante du temps :

$$d\sigma = \frac{|\omega_{i \to f}|^2}{\tau \times \text{flux incident}} \times \left|\begin{matrix}\text{espace de phase} \\ \text{de l'état final}\end{matrix}\right|$$

où $\omega_{i\to f}$ est l'amplitude de transition, donnée par :

$$\omega_{i\to f} = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt \; \langle f|U|i\rangle \; e^{i(\frac{E_f - E_i}{\hbar})\, t}$$

L'élément de volume dans l'espace des phases s'écrit :

$$V \frac{d\vec{p}'_o}{(2\pi\hbar)^3} \times V \frac{d\vec{p}'_a}{(2\pi\hbar)^3} \times V \frac{d\vec{p}'_c}{(2\pi\hbar)^3}$$

où $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ est une impulsion. Le flux incident est donné par :

$$\left|\frac{\hbar}{2 m_i} (\psi^* \nabla\psi - \psi . (\nabla\psi)^*)\right| = \frac{\hbar}{m} \frac{K_o}{V}$$

Compte tenu des cinq dernières équations, on intègre sur le temps l'amplitude de transition, en utilisant la règle :

$\delta^2(E) = \delta(0)\ \delta(E) = \frac{\tau}{2\pi}\ \delta(E)$. On obtient :

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^{-2} m}{\hbar^2 K_o}\ \delta(E_f - E_i)\ \delta(\vec{K}_o - \vec{K}'_o - \vec{K}'_a - \vec{K}'_c)$$

$$\times P(\vec{q})\ |U'(\vec{K}_o - \vec{K}'_o)|^2\ d\vec{K}'_o\ d\vec{K}'_a\ d\vec{K}'_c$$

où $U'(\vec{K}_o - \vec{K}'_o) \equiv \int d\vec{R}\ e^{-i\vec{K}'_o . \vec{R}}\ U(\vec{R})\ e^{i\vec{K}_o . \vec{R}}$

et $P(\vec{q}) = |\phi(q)|^2$ est la densité de distribution de $\vec{q}$.

Intégrons sur l'impulsion $\vec{K}'_c$; on obtient :

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^{-2} m}{\hbar^2 K_o}\ \delta(E_f - E_i)\ P(\vec{q})\ |U'(\vec{K}_o - \vec{K}'_o)|^2\ d\vec{K}'_o\ d\vec{K}'_a$$

où $\vec{q}$ est l'impulsion finale du noyau de recul c.

On intègre ensuite sur la fonction Δ , puis sur $\vec{K}'_a$:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^{-2}}{\hbar^4}\ m\ a\ \frac{K'_a}{K_o} . f . P(\vec{q})\ |U'(\vec{K}_o - \vec{K}'_o)|^2\ d\vec{K}'_o\ d\Omega'_a$$

où $$f = \frac{1 - a/\Lambda}{1 + \frac{a}{A}\left[\frac{K'_o}{K'_a} \cos(\theta_p + \theta_a) - \frac{K_o}{K'_a} \cos\theta_a\right]}$$

Sachant que $d\vec{K}'_o = \frac{m}{\hbar^2} K'_o\ dT'_o\ d\Omega'_o$ on a finalement :

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dT'_o\ d\Omega'_o\ d\Omega'_a} = \frac{m}{\hbar^2} \frac{1 + a/m}{a/m} \frac{K'_o\ K'_a}{K_o} . f\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\substack{P\alpha \\ cm}} . P(\vec{q})} \quad (40)$$

C'est en général à cette forme relativement simple que sont comparés les résultats expérimentaux.

Deuxième Partie : Nos calculs à 600 MeV

Nous avons évalué la section efficace PWIA à une énergie incidente de 600 MeV. Les problèmes qui se posaient à cette énergie étaient les suivants :

- Evaluation de la section efficace $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\substack{p\alpha \\ c.m.}}$
- Choix d'une distribution $P(\vec{q})$.

Nous décrivons notre calcul dans le cas de l'éjection de particules α.

a) Calcul de $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\substack{p,\alpha \\ c.m.}}$

L'amplitude de diffusion nucléon-noyau, avec transition du noyau-cible de l'état fondamental ψ_o à un état excité ψ_n, est donnée par :

$$<n|F(p, \Delta, S_1 \ldots S_A)|\ 0>$$

où Δ est le transfert c.m. et S_1, S_A les projections, sur un plan perpendiculaire à l'axe de collision, des vecteurs-position des nucléons du noyau-cible.

$\vec{p}$ est l'impulsion incidente ; pour les très petits angles, Δ est perpendiculaire à l'axe de collision. Dans le cas de la diffusion élastique, la section efficace différentielle est donnée par :

$$\frac{d\sigma_{él}}{d\Omega} = |<0\ |F(p, \Delta, S_1, \ldots S_A)|0>|^2$$

CZIZ et LESNIAK (95), en développant la théorie de GLAUBER (96) aboutissent à l'expression suivante pour l'amplitude de diffusion élastique :

$<0|F|0>$ = i G(p, R, a, Δ). H (σ, R, A, Δ), avec les notations suivantes :

R = rayon du noyau-cible ($^4_2$He) R = 1,37 fm

σ = section efficace totale (pα)

A = 4 (nombre de nucléons du noyau-cible).

Les fonctions G et H sont données respectivement par :

$$G = \frac{1}{2} p\ (R^2 + 2a) \exp\ (\frac{1}{4A}\ R^2\Delta^2)$$

$$H = \sum_{K=1}^{A} \binom{A}{K} (-1)^{K+1} (1 - i\alpha)^K \frac{1}{K} \left[\frac{\sigma}{2\pi(R^2 + 2a)}\right]^K \exp\left[-\frac{1}{4K}(R^2 + 2a)\Delta^2\right] \qquad (41)$$

où α est un paramètre représentant le rapport partie-réelle/partie imaginaire de l'amplitude de diffusion.

Dans le centre de masse, le moment de transfert Δ est donné par :

$\Delta = 2k \sin \frac{\theta_{c.m.}}{2}$, où $\theta_{c.m.}$ est l'angle de diffusion dans le système du centre de masse.

b) Distributions $P(\vec{q})$

La densité de probabilité $P(\vec{q})$ correspondant à un agrégat préformé d'impulsion $\vec{q}$ a été calculée par BALASHOV, BOYARKINA, ROTTER (91). Ces derniers auteurs utilisent le modèle en couches. Dans le cas des particules α , l'expression suivante représente convenablement la forme de $P(\vec{q})$:

$$P_\alpha(\vec{q}) \simeq \exp\left[-4{,}33\ (q/q_o)^2\right] \qquad (42)$$

$q_o = 240$ MeV/c

La figure 15 montre la distribution $P(\vec{q})$ en fonction de $|\vec{q}|$. En ce qui concerne l'éjection de deutérons, la distribution $P(\vec{q})$ prend la forme :

$$P_d(\vec{q}) = \frac{8}{3\pi^{1/2}} \cdot \left(\frac{q}{q_o}\right)^2 \exp\left\{-\left(\frac{q}{q_o}\right)^2\right\} \qquad (43)$$

Résultats du calcul

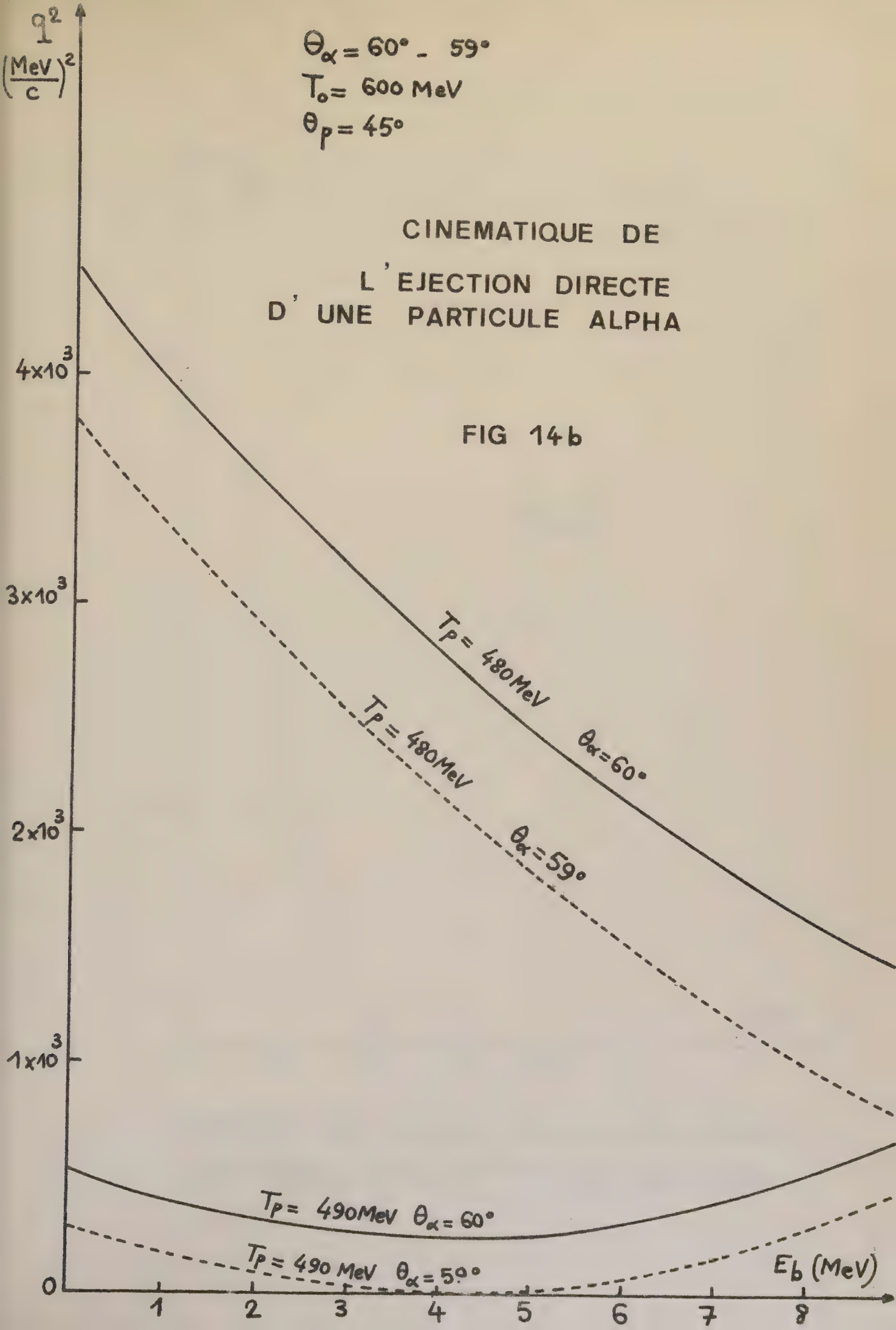
La figure suivante 14b montre la relation $q^2 = f(E_b)$ pour diverses valeurs de T_p et θ_p. Lorsque les conditions de la diffusion (p,α) libre ne sont pas remplies, q^2 passe par un minimum pour $E_b \neq 0$.

Les figures 16 et 17 montrent la section efficace

$\frac{d^3\sigma}{dT_p\, d\Omega_p\, d\Omega_\alpha}$, en fonction de l'angle d'éjection de la particule α , pour $\theta_p = 60°$ et $E_b = 0$. Les nombres portés sur les courbes indiquent la valeur de T_p. On remarque les pics très prononcés ; ces pics ont un maximum à une valeur de θ_α correspondant à la diffusion (pα) libre.

La figure suivante 18 montre la section efficace

$\frac{d^3\sigma}{dp_\alpha\, d\Omega_p\, d\Omega_\alpha}$, en fonction de l'impulsion de la particule α , pour


$\theta_\alpha = 60° - 59°$
$T_o = 600$ MeV
$\theta_p = 45°$
CINEMATIQUE DE
L'EJECTION DIRECTE
D'UNE PARTICULE ALPHA
FIG 14b
q^2
$\left(\frac{MeV}{c}\right)^2$
4×10^3
3×10^3
2×10^3
1×10^3
0
$T_p = 480$MeV $\theta_\alpha = 60°$
$T_p = 480$MeV $\theta_\alpha = 59°$
$T_p = 490$MeV $\theta_\alpha = 60°$
$T_p = 490$ MeV $\theta_\alpha = 59°$
E_b (MeV)
1
2
3
4
5
6
7
8

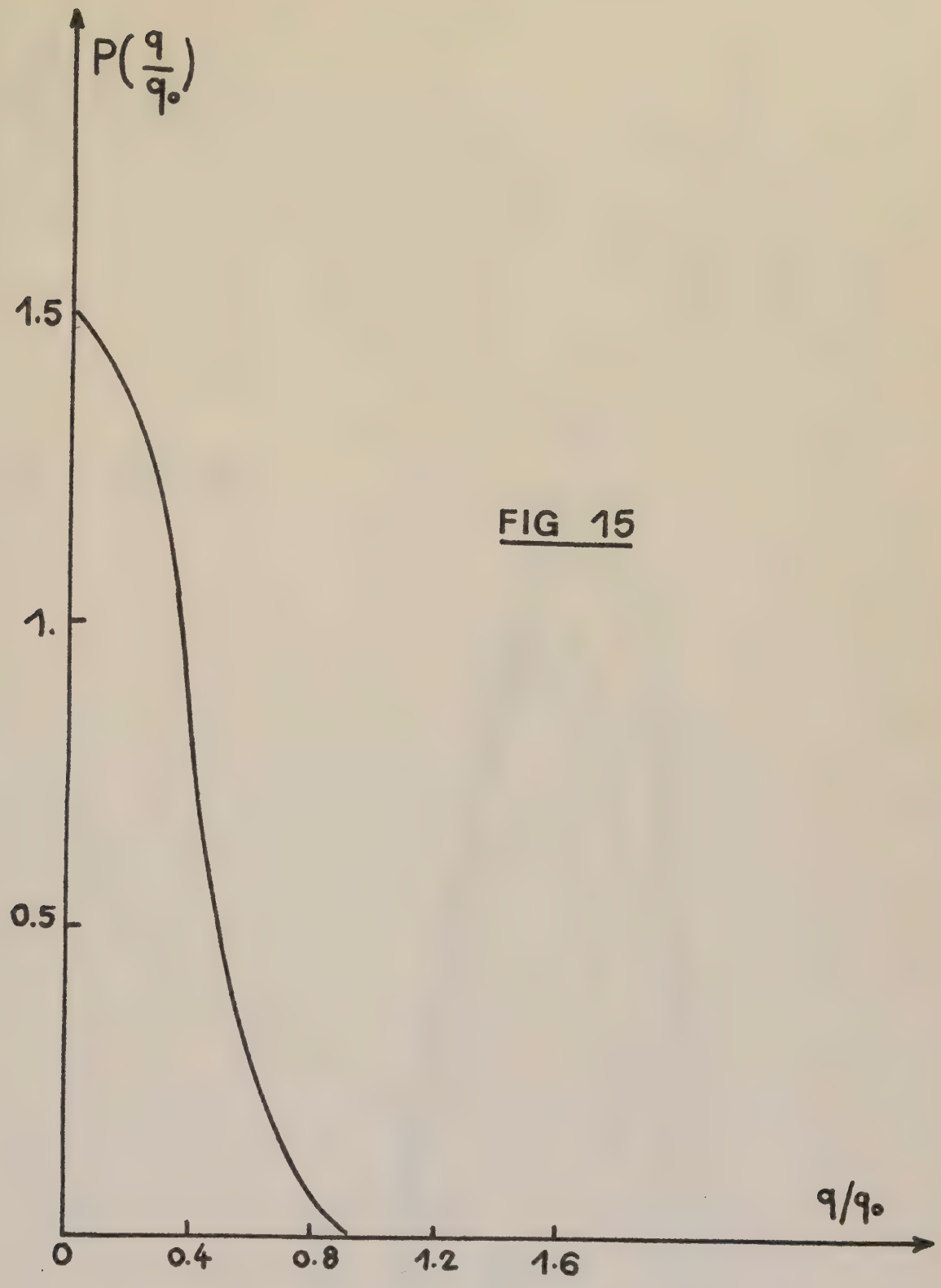
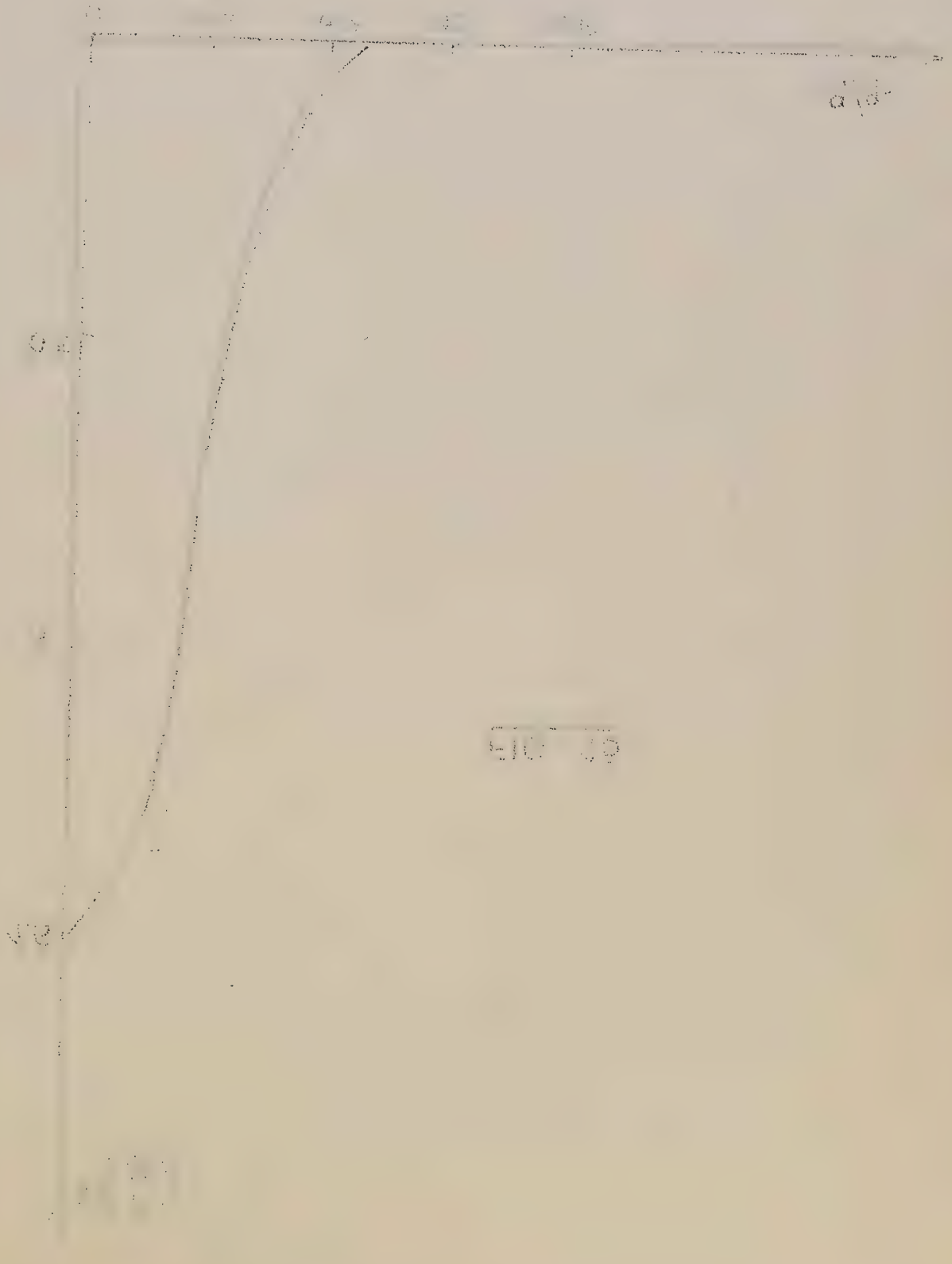


FIG 15

Distribution de l'impulsion des sous-structures α à l'intérieur du noyau ^{27}Al ; $q_0 = 240$ MeV/c



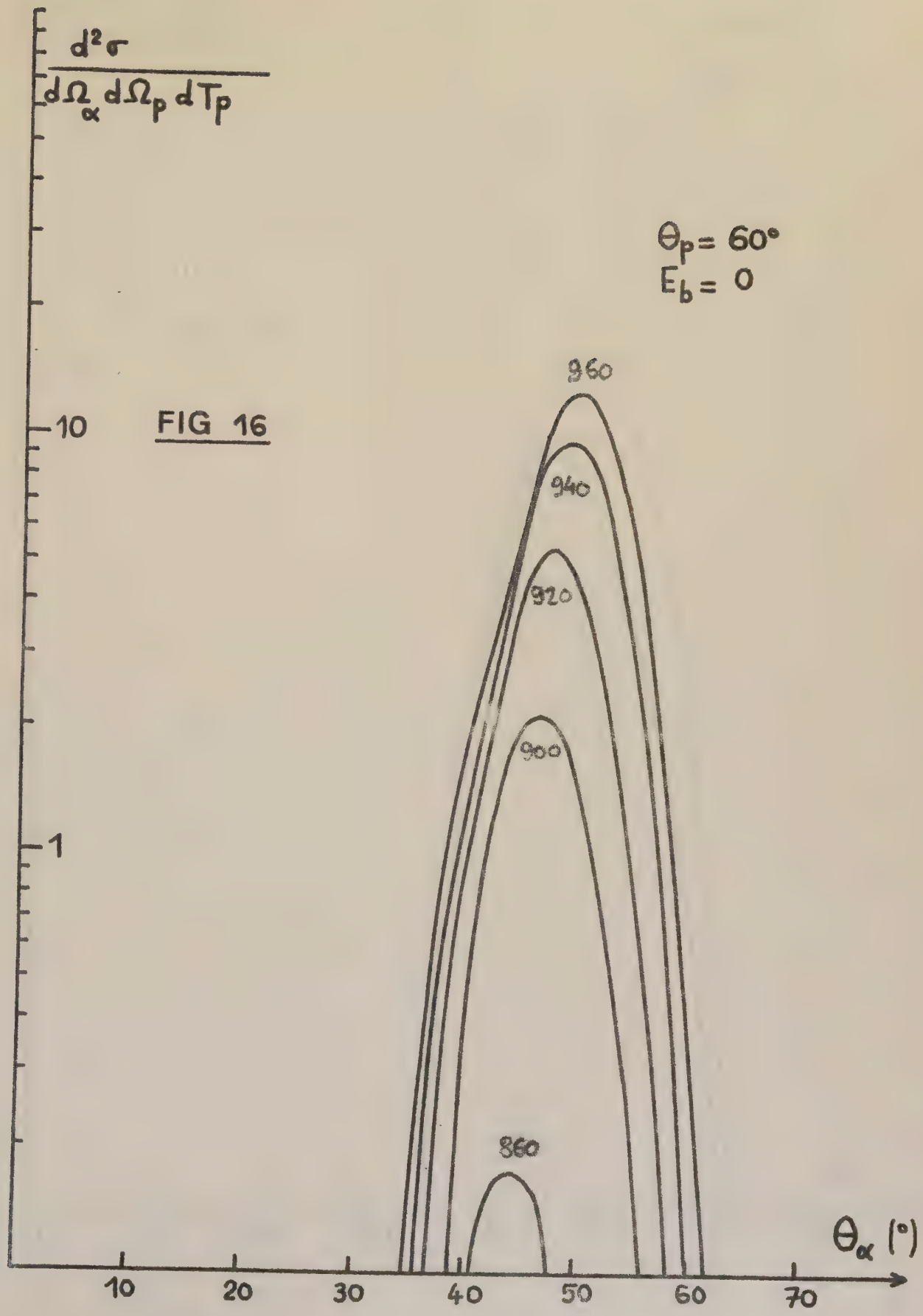
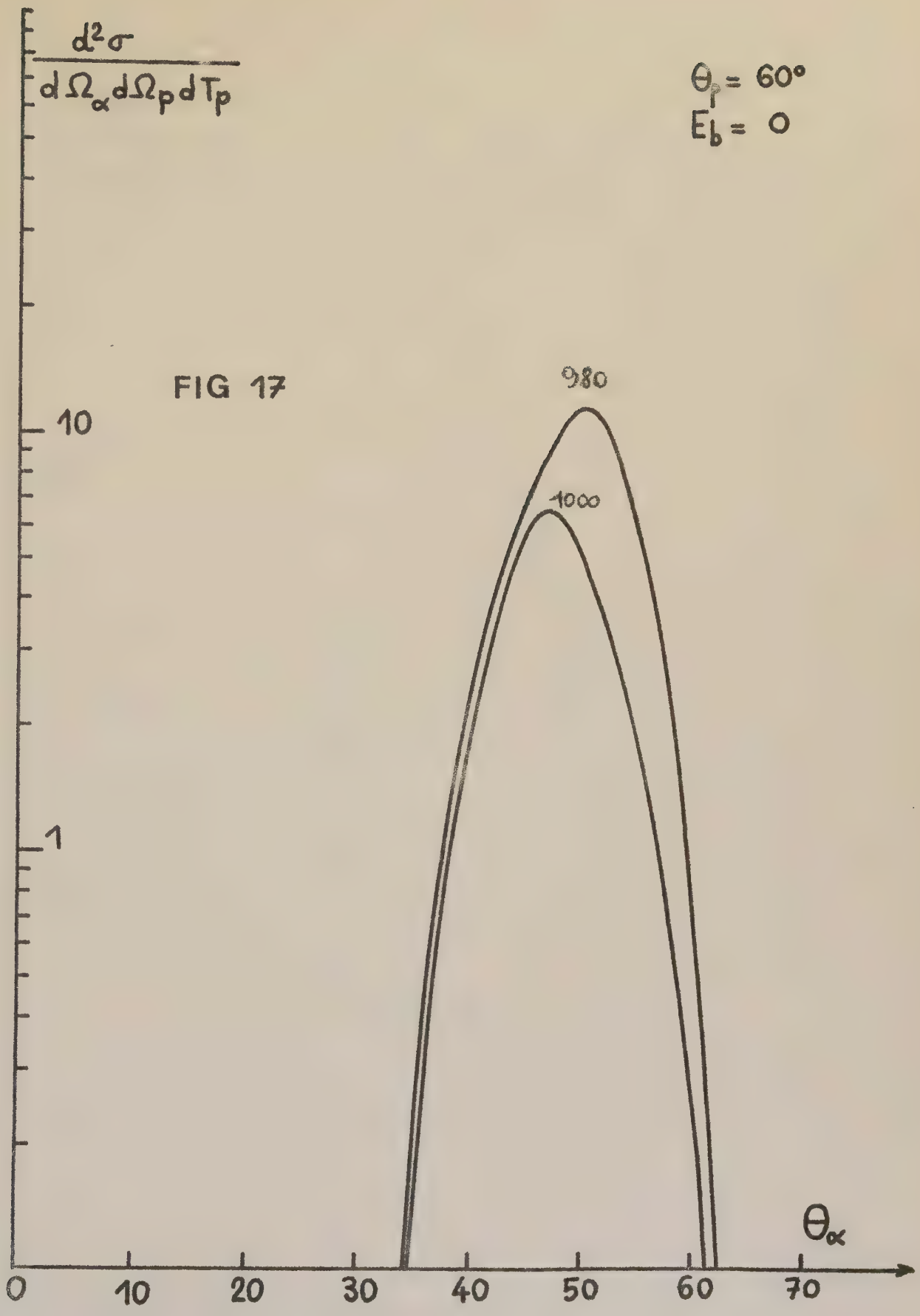

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dT_p}$
$\theta_p = 60°$
$E_b = 0$
960
940
920
900
860
10
1
10
20
30
40
50
60
70
θ_α (°)

FIG 16




$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_p dT_p}$
$\theta_p = 60°$
$E_b = 0$
FIG 17
980
1000
10
1
θ_α
0
10
20
30
40
50
60
70



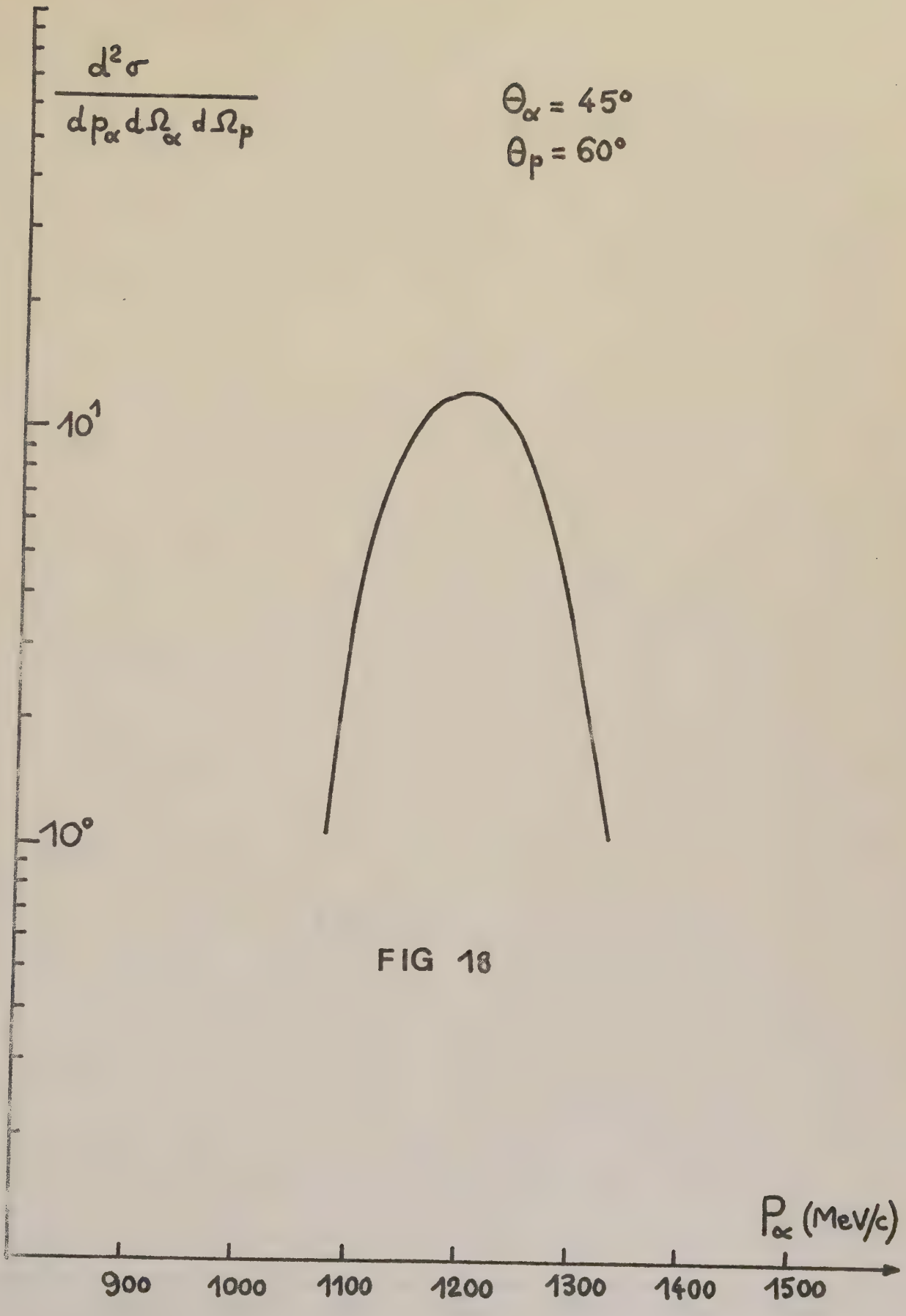

$\frac{d^2\sigma}{dp_\alpha d\Omega_\alpha d\Omega_p}$
$\theta_\alpha = 45°$
$\theta_p = 60°$
10^1
10^0
P_α (MeV/c)
900
1000
1100
1200
1300
1400
1500

FIG 18



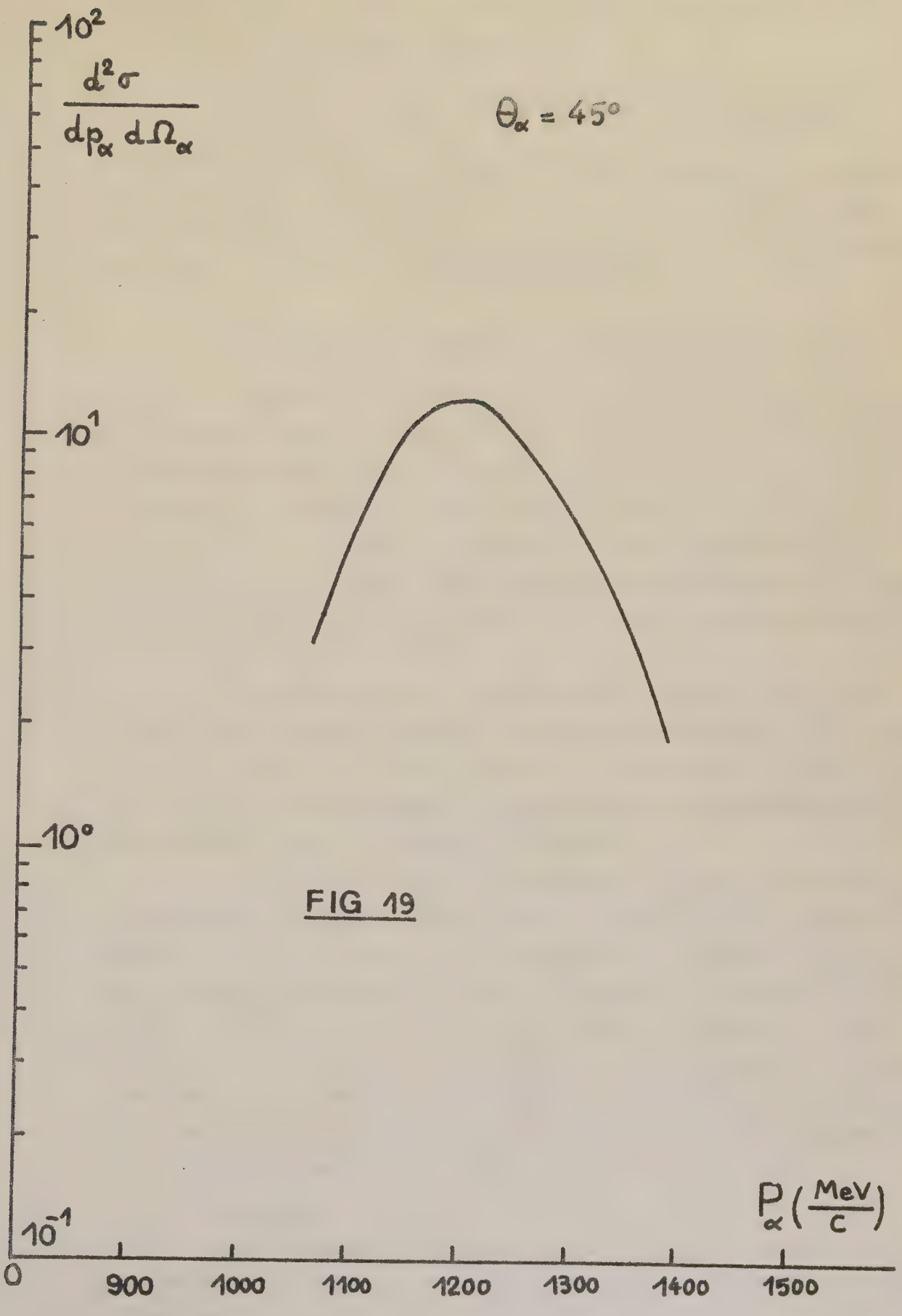

10^2
$\frac{d^2\sigma}{dp_\alpha\, d\Omega_\alpha}$
$\theta_\alpha = 45°$
10^1
10^0
10^{-1}
0
900
1000
1100
1200
1300
1400
1500
$P_\alpha\left(\frac{MeV}{c}\right)$

FIG 19



$\theta_\alpha = 45°$ et $\theta_p = 60°$. Un maximum très net est là aussi prévu par la théorie. Enfin la figure 19 montre la même distribution après intégration sur les angles θ_p, c'est-à-dire :

$$\frac{d^2\sigma}{dp_\alpha \, d\Omega_\alpha}$$ section efficace doublement différentielle

d'éjection d'agrégats. La distribution passe également par un maximum. Les prédictions concernant l'éjection directe de deutérons, tritons, ^3He présentent des caractéristiques analogues et nous ne les citerons pas ici ; les calculs sont absolument similaires.

Ejection par l'intermédiaire des particules de cascade

Nous avons supposé que des particules de la cascade nucléonique peuvent éjecter un agrégat, ce processus s'ajoutant au "knock-out" direct précédemment décrit. Dans un calcul préliminaire, J. FAIN (77) a étudié par la méthode de Monte Carlo l'éjection de sous-structures α par les nucléons de cascade, moyennant certaines approximations ; en particulier, les agrégats étaient supposés périphériques et des expressions empiriques étaient utilisées pour la forme des spectres énergétiques des nucléons de cascade.

(L'énergie incidente utilisée était 590 MeV. Pour cette raison, nous sommes en désaccord avec cette méthode dans ce cas précis : en effet l'énergie des particules (n,p) de cascade est de l'ordre de 100-200 MeV, énergie à laquelle l'approximation de l'impulsion n'est plus valable lors de l'éjection de l'hélion).

Nous avons calculé, en collaboration avec A. SICRE (124) la probabilité d'éjection d'agrégats pour l'ensemble des deux processus (éjection directe + éjection par les particules de cascade). L'énergie incidente utilisée était de 20 GeV (à ce moment là, l'énergie des particules de cascade est suffisante pour justifier l'emploi de l'approximation de l'impulsion). Pour chaque nucléon de cascade, nous avons tenu compte de la probabilité d'interaction avec un deuton, triton, ^3_2He, ^4_2He, ainsi que de la probabilité d'interaction et de réabsorption de la sous-structure à l'intérieur du noyau.

Remarque -

Une évaluation de la réabsorption des secondaires émis lors des interactions avec les noyaux a été faite par J.V. BEHR et R. HAGEDORN (125). Pour les distributions en impulsion des agrégats à l'intérieur du noyau, nous avons choisi les expressions calculées

par BALASHOV et al (91) ; les sections efficaces $d\sigma/d\Omega$ (p+agrégats) ont été évaluées d'après l'expression (41).

Nous présentons, dans les figures 20, 21, 22 quelques prédictions obtenues à une énergie incidente de 20 GeV. Bien entendu, à cette énergie, nous avons tenu compte des π^+, π^-, π° formés lors du processus de cascade.

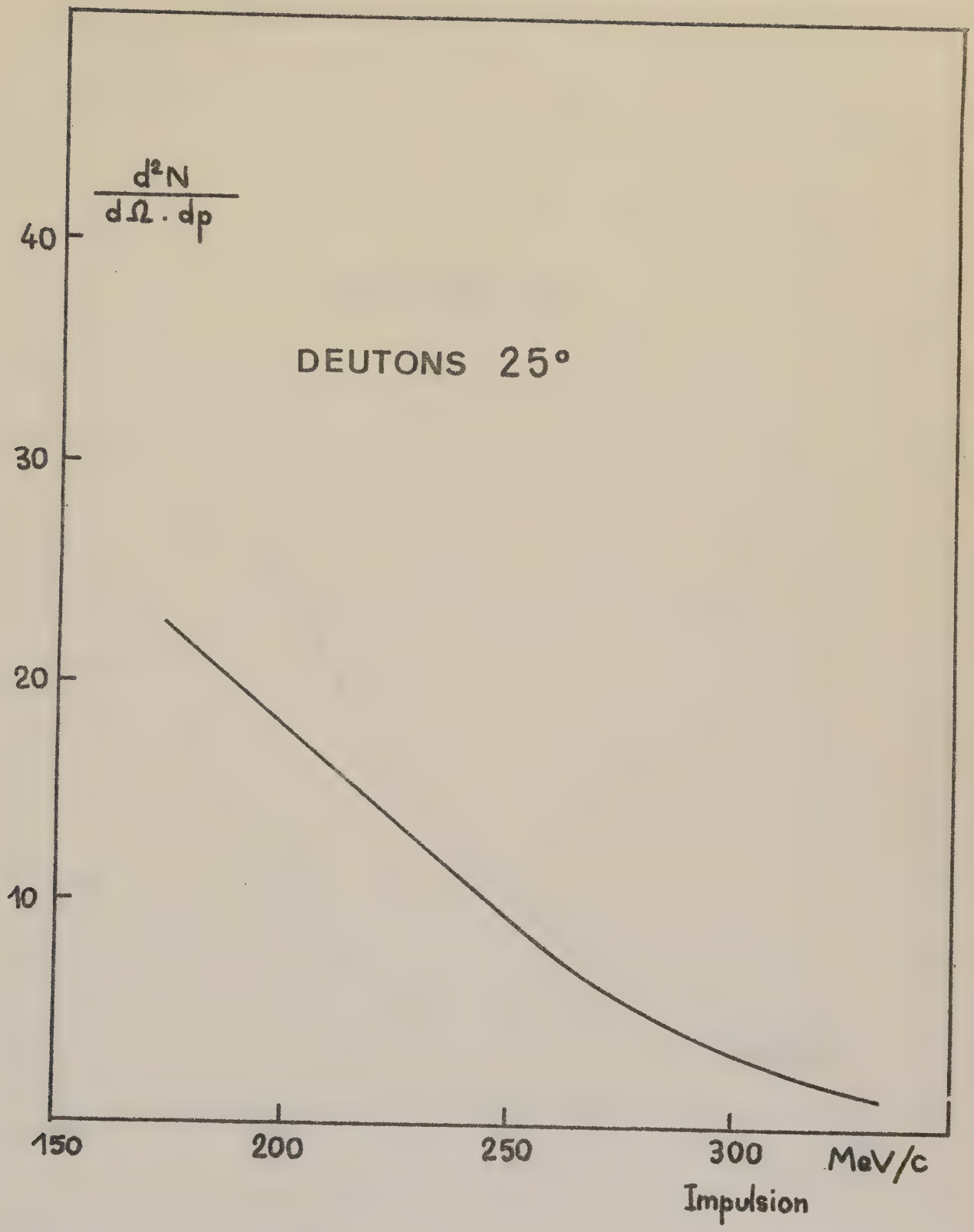

$\frac{d^2N}{d\Omega \cdot dp}$
40
30
20
10
DEUTONS 25°
150
200
250
300
MeV/c
Impulsion

FIG 20



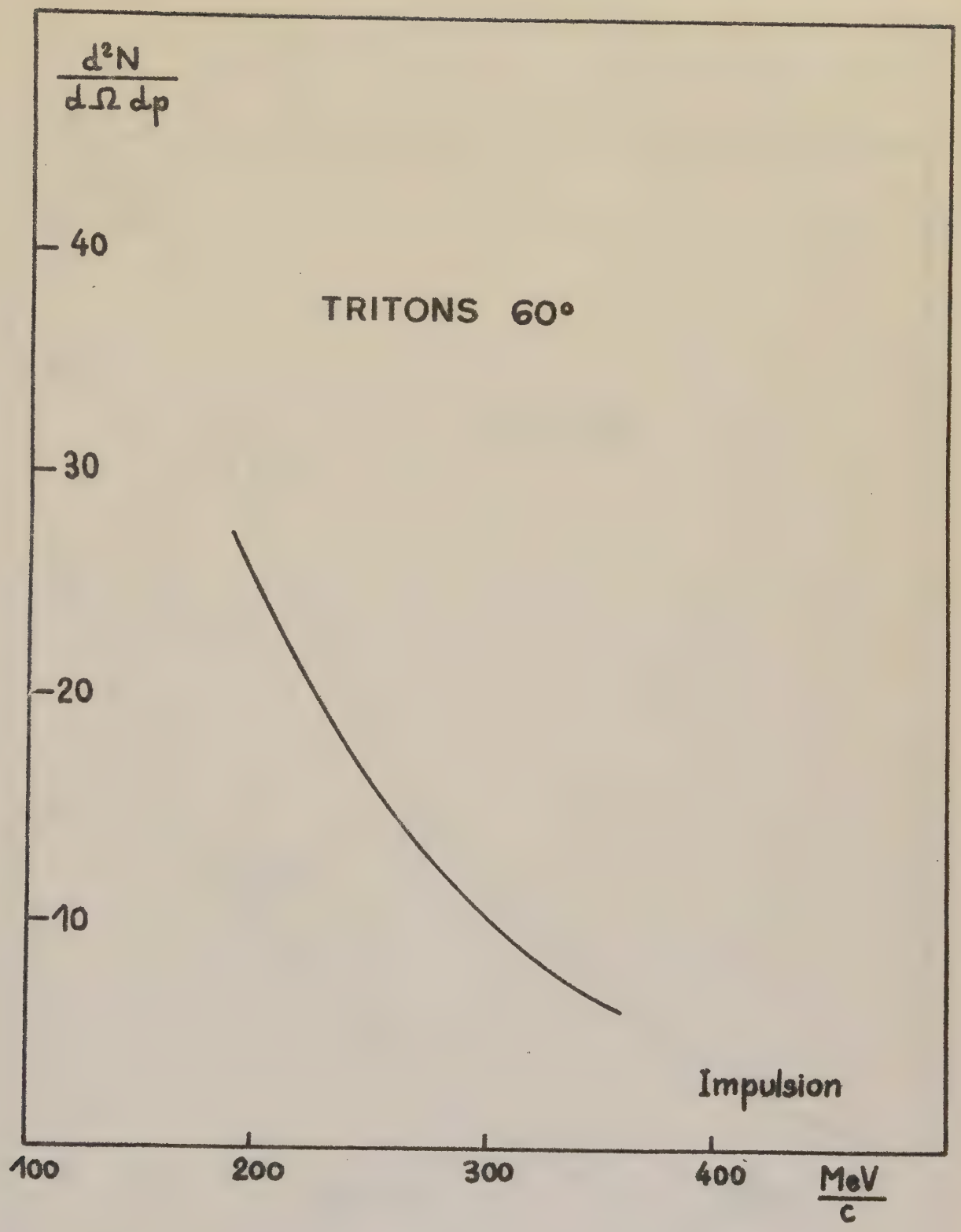

$\frac{d^2N}{d\Omega\, dp}$
40
30
20
10
TRITONS 60°
Impulsion
100
200
300
400
MeV/c

FIG-21



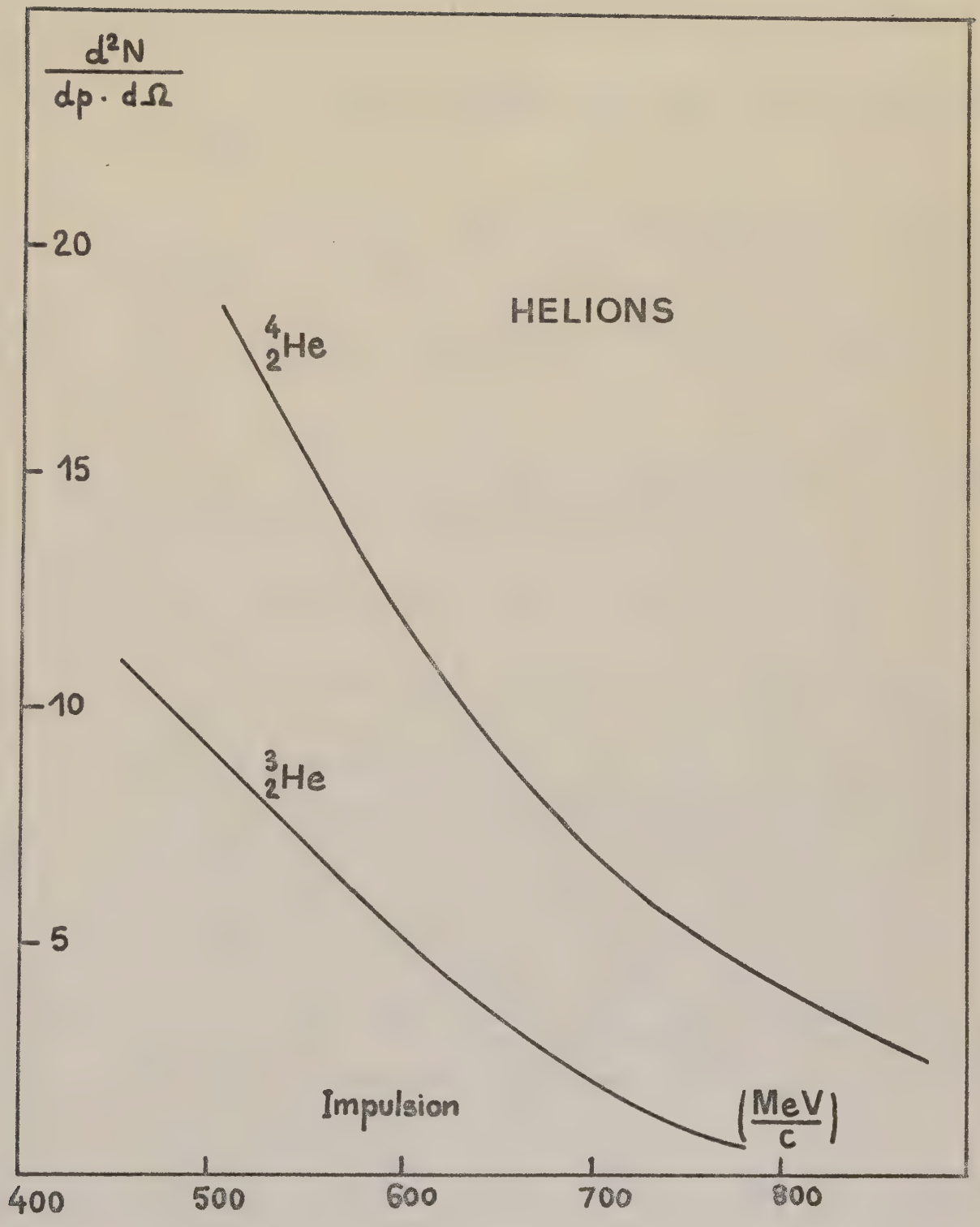

$\frac{d^2N}{dp \cdot d\Omega}$
20
15
10
5
HELIONS
^4_2He
^3_2He
Impulsion
$\left(\frac{MeV}{c}\right)$
400
500
600
700
800

FIG 22



4°) *Les théories statistiques*

Première Partie

RAPPELS CONCERNANT LES THEORIES STATISTIQUES ET LA THEORIE THERMODYNAMIQUE DE HAGEDORN

A) *Première tentative : utilisation du modèle statistique de FERMI.*

En 1950, E. FERMI (102) propose de calculer les taux de production de mésons dans les interactions à haute énergie en utilisant la physique statistique. Sans entrer dans les détails, précisons que dans ce modèle de l'interaction entre deux nucléons, l'énergie est supposée concentrée dans un petit volume V dit "volume d'interaction".

Si $Q(E)$ est le volume d'espace de phase correspondant à l'énergie E dans l'état final, la probabilité d'obtenir n particules de quantités de mouvement $p_1 \ldots p_n$ sera :

$$S_n = \left(\frac{V}{\Omega} \right)^n \frac{d}{dE} Q(E)$$

Le modèle permet de prévoir la multiplicité de pions ou de nucléons dans les interactions (p, p) à haute énergie, à condition de faire certaines hypothèses concernant le volume d'interaction V. En ce qui concerne les spectres énergétiques en fonction de l'angle, des travaux récents, notamment de B. JORDAN (103), J.P. COSTILHES (104) ont montré que le modèle, appliqué à la production de pions ou de nucléons, ne permettait pas de prévoir de manière statisfaisante les sections efficaces doublement différentielle $d^2\sigma/d\Omega dp$.

Malgré ces difficultés une tentative a été faite par R. HAGEDORN (105) pour expliquer la production de deutérons rapides. Ces derniers sont supposés être formés lors de la réaction :

$$p + \text{Nucléon} \rightarrow d + \pi + \ldots$$

En fait, l'existence de ce type de réaction a été mise en évidence par B. SECHI-ZORN (106) à Brookhaven. La section efficace totale mesurée, pour la production de deutérons, est en accord avec l'interaction ci-dessus. Par contre, un désaccord existe en ce qui

concerne le rapport :

$\frac{\sigma(\pi+d)}{\sigma(2\pi+d)}$, trouvé expérimentalement 4 fois plus petit que le rapport théorique donné par le modèle statistique. Le calcul, répété en supposant que le canal $d + 2\pi$ est produit via $d + \rho$, donne à nouveau un bon accord avec l'expérience. Une deuxième confirmation de l'existence de ce processus a été obtenue grâce aux résultats expérimentaux obtenus à SACLAY par J. OOSTENS (107).

Ces résultats encourageants ont amené R. HAGEDORN (108) à calculer par une méthode analogue les taux de production de fragments légers de masse supérieure à celle du deutéron : ${}^{3}_{1}H$, ${}^{3}_{2}He$, ${}^{4}_{2}He$.

Dans ce cas, les lois de conservation du nombre baryonique nécessitent la production de paires $(B, \bar{B})$. De même, l'énergie cinétique incidente doit être suffisante pour permettre la création de ces paires. Les réactions possibles sont alors les suivantes :

$$p + p \rightarrow \bar{d} + 4B + \text{autres particules}$$

$$p + p \rightarrow {}^{3}_{1}H + \bar{B} + \text{autres particules}$$

$$p + p \rightarrow {}^{3}_{2}He + \bar{B} + \text{autres particules}$$

$$p + p \rightarrow {}^{4}_{2}He + 2\bar{B} + \text{autres particules}$$

Le principe du calcul de R. HAGEDORN (108) est le suivant : dans une collision nucléon-nucléon, au cours de laquelle plusieurs particules sont éjectées, deux des nucléons de l'état final peuvent être produits sous forme d'un deutéron si des conditions cinématiques favorables sont satisfaites. Les deux nucléons doivent être émis suivant des directions quasi parallèles et leur impulsion relative doit être suffisamment faible pour que le proton et le neutron restent liés sous forme d'un deutéron.

On observe donc une analogie entre ce modèle et le modèle de BUTLER et PEARSON ; toutefois, le modèle de HAGEDORN fait uniquement appel à deux nucléons dans l'état initial ; de plus, on utilise le modèle statistique pour calculer les distributions angulaires et énergétiques des fragments légers éjectés.

Les deux figures 23a et b montrent les distributions doublement différentielles $d^2N/dpd\ell$ obtenues par R. HAGEDORN pour des protons incidents de 25 GeV. On notera les caractéristiques suivantes :

. Les distributions sont très fortement "piquées" vers l'avant

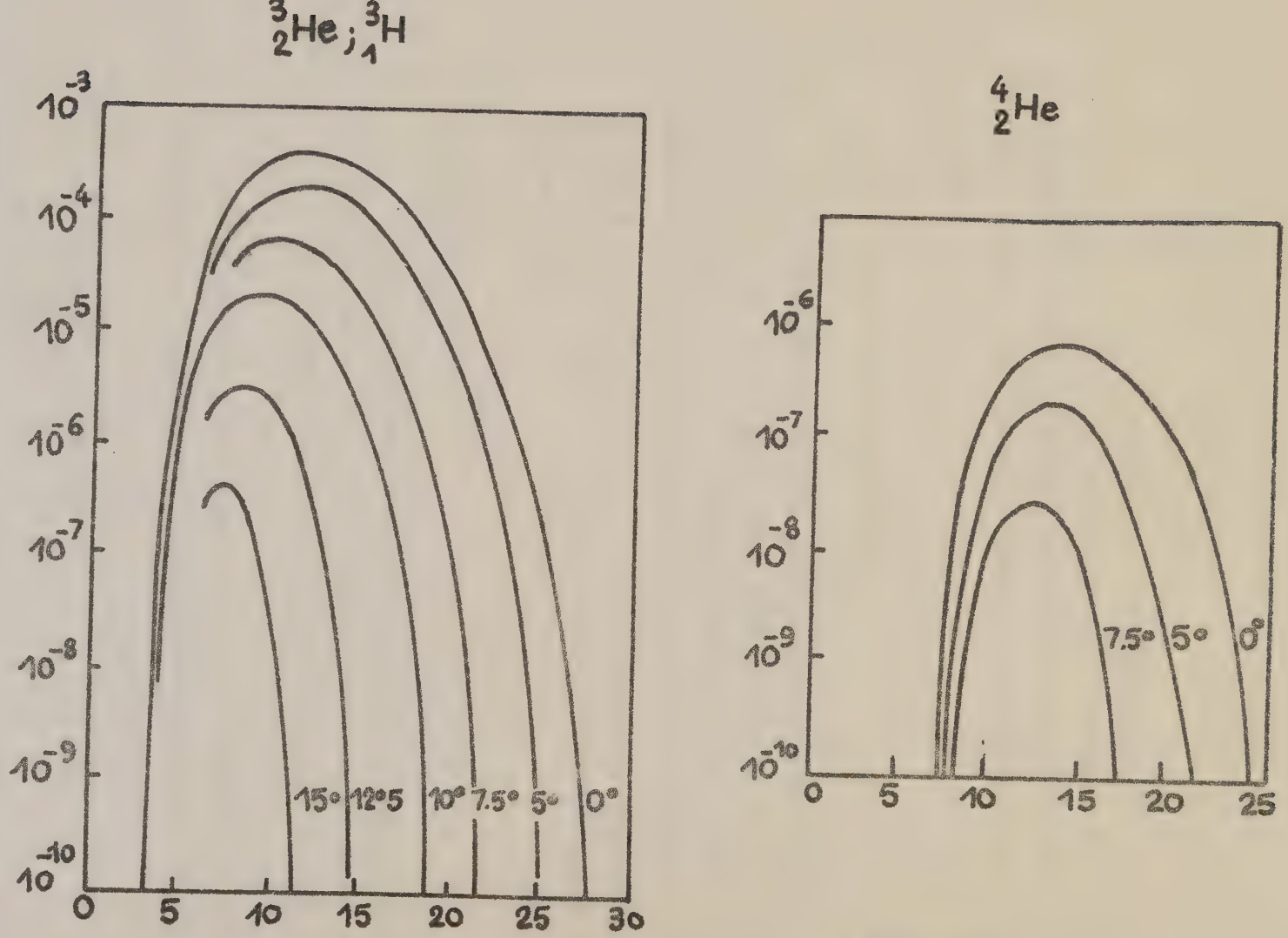
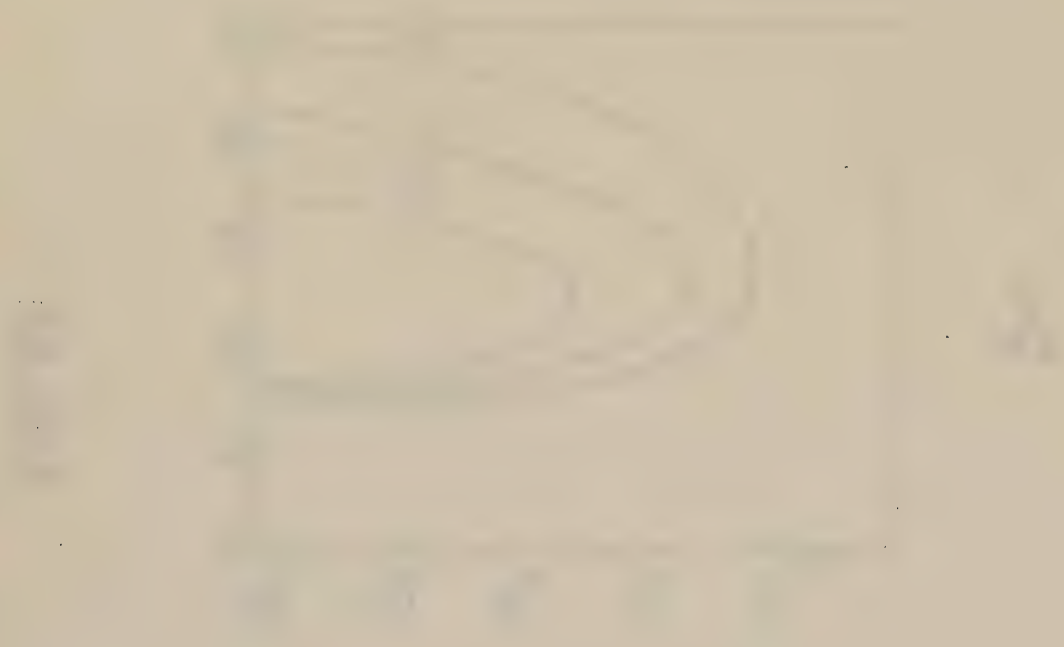

$^{3}_{2}He$; $^{3}_{1}H$
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
10^{-6}
10^{-7}
10^{-8}
10^{-9}
10^{-10}
0
5
10
15
20
25
30
15°
12°5
10°
7.5°
5°
0°
$^{4}_{2}He$
10^{-6}
10^{-7}
10^{-8}
10^{-9}
10^{-10}
0
5
10
15
20
25
7.5°
5°
0°

FIG 23





. . Les maximas des spectres sont situés à très haute énergie

. Les rapports $^3He/^4He$ et $^3H/^4He$ varient très sensiblement avec l'énergie des particules éjectées.

Ces trois derniers points sont en contradiction avec toutes les données expérimentales actuelles, ainsi que nous le verrons lors de l'analyse de nos résultats expérimentaux. En particulier, il s'avère impossible par ce processus d'expliquer l'éjection de nuclides légers énergétiques à grand angle.

Nous en concluons que ce processus doit être étudié lors de réactions (p, p) ou (p,n) et que l'émission de fragments énergétiques est essentiellement liée à la présence du noyau. Dans le modèle suivant, les auteurs essaient de mettre en évidence le rôle du noyau.

B) *Le modèle du Tunnel*

Proposé par D.S. NARAYAN et K.V.L. SARMA (109), ce modèle décrit la collision nucléon-noyau comme une collision entre le nucléon incident et un groupe de nucléons-cibles. Après le choc, on suppose que le nucléon incident et le groupe de nucléons-cibles sont portés à un état excité ; des pions et particules élémentaires sont émis à partir de cet état excité, ainsi que des particules composites telles que ^2H, ^3H, ^3He, etc...

Principe du calcul

On suppose que le nucléon incident creuse un tunnel cylindrique à travers le noyau ; la section droite de ce tunnel est égale à la section efficace moyenne $\bar{\sigma}$ des collisions pn et pp.

$\underline{b}$ étant le paramètre d'impact et $2r_1$, le diamètre du tunnel, le nombre moyen de nucléons à l'intérieur du tunnel est donné par :

$$\bar{\Delta} = \frac{3}{2} \left(\frac{r_1}{R_o}\right)^2 A^{1/3} \left[1 - \frac{b^2}{R_o^2} A^{-2/3}\right]^{1/2} \quad ; \quad R_o = 1{,}25 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

La probabilité Q(n) pour que le nucléon incident heurte n nucléons est alors donnée par :

$$Q(n) = \frac{2(n+1)}{\alpha^2} \left[1 - e^{-\alpha} \left(1 + \alpha + \frac{\alpha^2}{2} + \ldots + \frac{\alpha^{n+1}}{(n+1)!}\right)\right] \qquad (44)$$

où $\alpha = \frac{3}{2} \left(\frac{r_1}{R_o}\right)^2 A^{1/3}$

Les auteurs calculent ensuite la probabilité pour qu'un deutéron soit émis à partir d'un système de 2 ou 3 nucléons. Cette probabilité dépend :

. de la probabilité d'émission d'un neutron et d'un proton
. de la probabilité Ω_i^d (i = 2, 3) pour que le neutron et le proton forment un état lié dans l'état final.

La probabilité $A_i(rP, (i-r)N)$ pour que r protons et (i-r) neutrons émergent du système de i nucléons a été évaluée par CERULUS (110)

Les quantités $\Omega_i^{(d)}$ sont évaluées de la manière suivante :

$\Omega_2^{(d)}$ a été calculée de la manière utilisée par R. HAGEDORN (108) : il s'agit bien entendu du même mécanisme.

$\Omega_3^{(d)}$ est plus complexe à calculer. Les auteurs ont choisi deux solutions :

$$\Omega_3^{(d)} = \Omega_2^{(d)}$$

$$\Omega_3^{(d)} = 2\,\Omega_2^{(d)}$$

la solution réelle se trouvant entre ces deux extrêmes.

Les prédictions théoriques fournissent des rapports d/p compris entre 1 % et 5 % . Bien que cet ordre de grandeur soit en accord avec les données expérimentales de G. COCCONI (111), le modèle dépend de paramètres difficiles à évaluer, tels que la multiplicité associée de π et le rapport des masses avant/arrière dans le système C M.

La figure montre une comparaison entre les prédictions du modèle du Tunnel et les résultats expérimentaux de COCCONI (111). Seul l'ordre de grandeur est correct. Ces résultats sont malgré tout en net progrès par rapport à ceux obtenus par le modèle statistique (108). Ils confirment en outre le fait que l'émission de fragments légers énergétiques met en jeu non pas une collision nucléon-nucléon, mais la collision du nucléon incident avec le noyau.

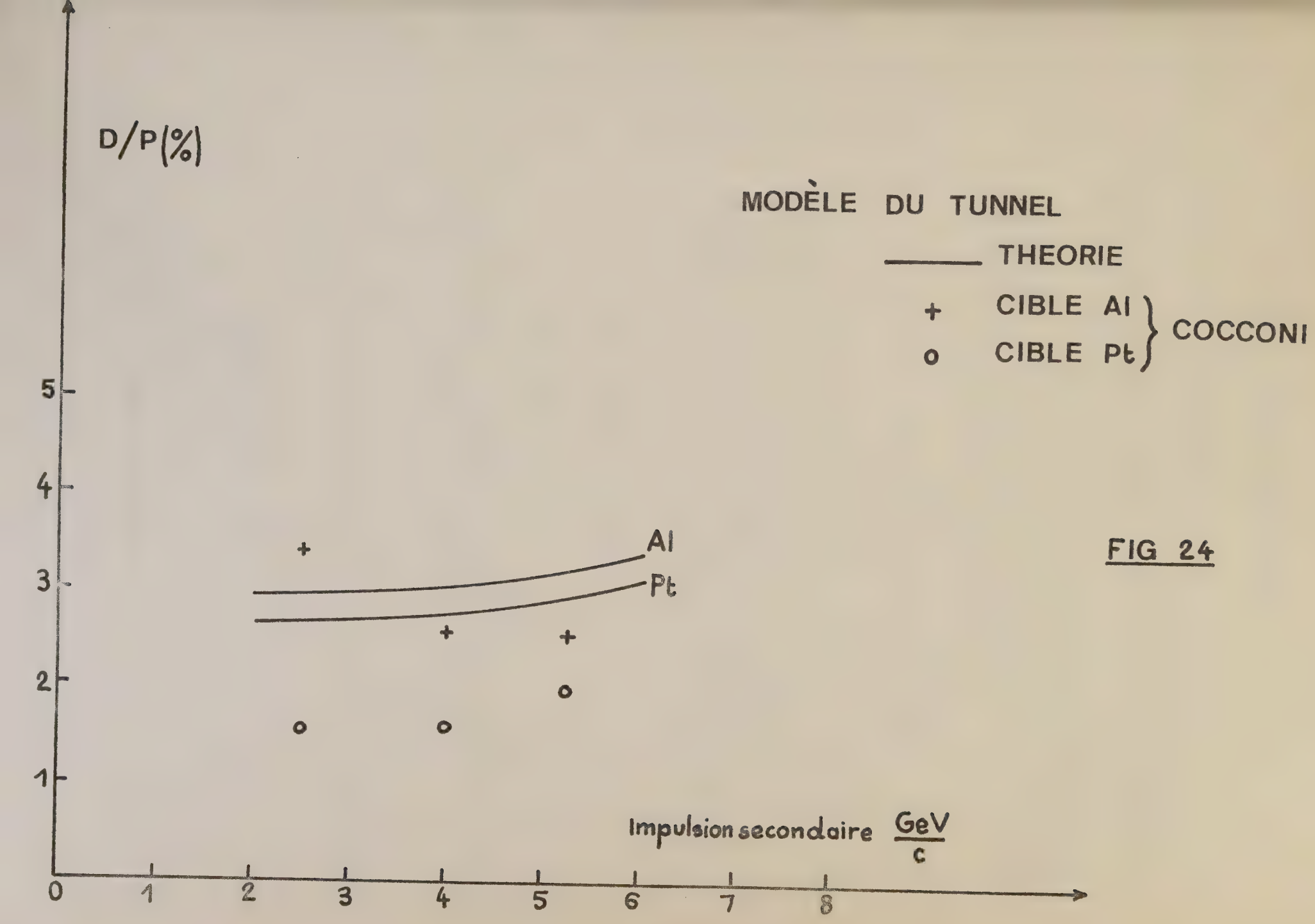

D/P(%)
MODÈLE DU TUNNEL
THEORIE
+ CIBLE Al
o CIBLE Pt
COCCONI
5
4
3
2
1
Al
Pt
Impulsion secondaire GeV/c
0
1
2
3
4
5
6
7
8

FIG 24

C) *La Théorie Thermodynamique*

1°) L'interaction (p - p)

Dans des articles récents, R. HAGEDORN (112, 113, 114) étudie les propriétés thermodynamiques d'un volume de matière hadronique fortement excitée.

Considérons un système de particules contenues dans un volume V_o et maintenu à la température T. Le nombre de particules de chaque type n'est pas limité. La fonction de partition décrivant cet ensemble de particules a pour expression :

$$\mathcal{Z}(V_o,T) = \sum_{\{\nu\}} \exp\left[-\frac{1}{T}\sum_{\alpha\beta}\nu_{\alpha\beta}\,\varepsilon_{\alpha\beta}\right]-1 \qquad (45)$$

où $\varepsilon_{\alpha\beta} = (p_\alpha + m_\beta)^{1/2}$

L'indice α correspond à l'impulsion de la particule ;
L'indice β correspond à la nature de la particule ;
La somme $\{\nu\}$ s'étend à toutes les matrices ayant les éléments :

$$\nu_{\alpha\beta} = 0,\ 1,\ 2\ \ldots$$

Dans la suite, nous posons :

$$X_{\alpha\beta} = \exp\left[-\varepsilon_{\alpha\beta}/T\right]$$

$$\text{d'où}\quad 1 + \mathcal{Z} = \sum_{\{\nu\}}\prod_{\alpha\beta} X_{\alpha\beta}^{\nu_{\alpha\beta}} = \left(\sum_{\nu_{11}} X_{11}^{\nu_{11}}\right)\left(\sum_{\nu_{12}} X_{12}^{\nu_{12}}\right)\ldots\left(\sum_{\alpha\beta} X_{\alpha\beta}^{\nu_{\alpha\beta}}\right)$$

Distinguons entre les bosons (β) et les fermions (ϕ), on a donc :

$$\begin{cases} \nu_{\alpha\beta} = 0,\ 1,\ \ldots\ \infty \\ \nu_{\alpha\phi} = 0,\ 1 \end{cases}$$

Il en résulte l'expression suivante de la fonction de partition :

$$1 + \mathcal{Z} = \prod_{\alpha\beta}\frac{1}{1 - X_{\alpha\beta}}\prod_{\alpha\beta}(1 + X_{\alpha\beta}) \qquad (46)$$

Nous calculons ensuite $\log (1 + Z)$:

$$\log (1 + Z) = - \sum_{\alpha\beta} \log (1 - X_{\alpha\beta}) + \sum_{\alpha\phi} \log (1 + X_{\alpha\phi}) \qquad (47)$$

Dans une interaction entre deux hadrons, mettant en jeu un volume de matière hadronique fortement excitée, le nombre de particules est très grand et forme un continuum. Il en va de même pour les états d'énergie, d'où la transformation :

$$\sum_{\alpha} \rightarrow \int_0^\infty \frac{V_o}{2\pi^2} p^2 \, [\ldots] \, dp$$

$$\sum_{\beta,\phi} \rightarrow \int_0^\infty \rho_{B,F}(m) \, [\ldots] \, dm$$

où $\rho_{B,F}(m)\ dm$ représente le nombre de bosons ou de fermions excités dont la masse est comprise entre m et $m+dm$.

On développe ensuite les termes en $\log(1 + X)$. Il vient :

$$\log(1 + Z) = \frac{V_o}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \int_0^\infty \int_0^\infty dp \, dm \left\{ \left[\rho_B(m) - (-1)^n \rho_F(m) \right] p^2 X_{pm}^n \right\} \qquad (48)$$

où $X_{pm}^n = \exp \left[- \frac{n}{T} \sqrt{p^2 + m^2} \right] < 1$

(Le système d'unités est le système $\hbar = k = c = 1$)

Résolvons l'intégrale sur p ; on obtient :

$$\int_0^\infty p^2 \, dp \quad \exp \left[- \frac{n}{T} \sqrt{p^2 + m^2} \right] = \frac{m^3}{y} K_2(y) \qquad (49)$$

où $y = \frac{nm}{T}$

d'où l'expression suivante pour la fonction de partition :

$$\log (1+Z) = \frac{V_o T}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_0^\infty \rho(m\ n)\ m^2 K_2 \left(\frac{nm}{T}\right) dm \qquad (50)$$

où $\rho(m\ n)$ est une forme condensée représentant $\rho_{B,\,F}(m)$.

D'autre part, si $\sigma(E)$ est la densité d'états d'énergie du système, on a :

$$Z\ (V_o,\ T) = \int_0^\infty \sigma(E)\ \exp\ (-\frac{E}{T})\ dE$$

Pour $m \to \infty$ (et donc $E \to \infty$), on obtient alors :

$$Z(S) = \exp\left[\frac{V_o}{2\pi^2}\ \frac{1}{S}\ \sum_{n=1}^{\infty}\ \frac{1}{n^2}\int_0^\infty m^2 K_2(nmS)\rho(mn)dm\right] -1 \equiv \int_0^\infty \exp(-SE)\sigma(E)\ dE \qquad (51)$$

où $S = \frac{1}{T}$ et $\log\rho(x)$ $\log\sigma(x)$ pour $x \to \infty$

$\rho(m)$ et $\sigma(E)$ sont solution des deux équations précédentes.

Ces équations constituent la condition de "self consistence"

Recherche des solutions pour $\sigma(x)$ et $\rho(x)$.

Nous n'insistons pas sur les détails mathématiques qui sont donnés dans (112 à 116) et dont l'exposé ne serait d'aucune utilité dans ce travail. Nous donnons seulement les trois étapes de la recherche des solutions

a - exclusion des solutions non exponentielles ;
b - validité des solutions exponentielles ;
c - comparaison avec les spectres de masse expérimentaux

Le spectre de masse solution de (51) est de la forme :

$$\rho(m) = \frac{a}{m^{5/2}} \exp\ (m / T_o)$$

Il est en accord avec le spectre expérimental pour les faibles valeurs des masses. Pour des hadrons excités de masse élevée, il est supérieur au spectre expérimental. Ceci n'est pas surprenant car un grand nombre de résonances à haut degré d'excitation nous sont encore inconnues.

Le modèle

Dans le système du centre de masse des deux nucléons, la matière hadronique fortement excitée occupe un volume $\simeq 2\ V$ où V est le volume du nucléon.

Dans le système K' lié à un élément de volume $dV \equiv dx\ dy\ dz$, nous supposons applicable la thermodynamique statistique. En accord avec (51) et ses conséquences, le spectre d'émission de

l'élément dV est donné par :

$$df_i(\varepsilon', T)\, d^3p' = \frac{dV \cdot z_i}{(2\pi)^3} \frac{d^3p'}{\exp\left(\frac{\varepsilon'_i}{T}\right) \pm 1} \qquad \begin{pmatrix} - \text{ bosons} \\ + \text{ fermions} \end{pmatrix}$$

avec $\varepsilon'_i = (p'^2_i + m^2_i)^{1/2}$.

z_i est la multiplicité et tient compte du spin et du spin isobarique.

Du point de vue cinématique, on suppose que les mouvements collectifs ont des composantes uniquement longitudinales; Ceci signifie entre autres que la collision ressemble davantage à l'interpénétration de deux nuages de gaz ; ceci est opposé à l'idée de "coeur dur".

Chaqqe élément de volume $dV = dx\, dy\, dz$ est transformé de manière à ce que son spectre d'émission soit ramené dans le système c.m. de l'interaction. Si $L(\beta(\vec{x}))$ est l'opérateur transformation de LORENTZ permettant de passer de K' à K (c.m), le spectre c.m. sera :

$$W_i(\vec{p}) = \int_{2V} L\left(\beta(\vec{x})\right) \frac{df_i(\varepsilon', T)}{dV} d^3\vec{x} \qquad (52)$$

On effectue ensuite un changement de variables, en adoptant les notations suivantes :

$$\beta = \text{vélocité} \qquad -\beta_o \leq \beta \leq \beta_o$$

$$\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2} \qquad 1 \leq \gamma \leq \gamma_o$$

$$\lambda = \text{sgn}(\beta) \frac{\gamma - 1}{\gamma_o - 1} \qquad -1 \leq \lambda \leq +1$$

β_o et γ_o sont respectivement la vélocité et le facteur de LORENTZ du proton incident, avant la collision, dans le système du centre de masse;

Soit $u(\lambda, \vec{x}, t, \rho)$ le spectre des vélocités du mouvement collectif, à la position $\vec{x}$, au temps t, le paramètre d'impact étant ρ

On obtient :

$$W_i(\vec{p}) = \frac{1}{\sigma \Delta t} \int dt \int 2\pi\rho d \int_{2V} d^3\vec{x} \int d\lambda . u(\lambda, \vec{x}, t, \rho)\, L(\beta) \frac{df_i}{dV}(\varepsilon', T) \qquad (53)$$

($\sigma = 4\pi R_o^2$ où R_o est le rayon du nucléon).

Les intéractions sur $\vec{x}$, t, ρ pouvant être effectuées indépendamment, on pose alors :

$$F(\gamma_o,\lambda) = \frac{1}{V\sigma\Delta t} \int u\,(\lambda, \vec{x}, t, \rho)\; 2\pi\rho d\rho \; dt \; d^3x \qquad (54)$$

où $V = vV_o$; $V_o = \frac{4\pi}{3}\left(m_\pi\right)^{-3}$ et $v \simeq 1$

d'où finalement :

$$W_i(\vec{p}) = \int_{-1}^{+1} F(\gamma_o,\lambda)\; L(\beta)\; f_i(\varepsilon', T)\, d\lambda \qquad (55)$$

Cette dernière expression permet de calculer la section efficace doublement différentielle $d^2\sigma/dp\, d\Omega$ de production de nucléons, antinucléons, pions et autres particules élémentaires, dans les interactions hadron-hadron à très haute énergie. Les spectres obtenus sont en bon accord avec l'expérience, et ceci sur plus de 8 ordres de grandeur d'intensité spectrale. On se reportera, pour la comparaison théorie-expérience, à R. HAGEDORN et J. RANFT (115)

Deuxième Partie

NOTRE MODELE DE L'INTERACTION DES PARTICULES ENERGETIQUES AVEC LES NOYAUX

Nous avons supposé que les nucléons et fragments légers étaient émis lors de l'interaction du nucléon primaire avec les nucléons du noyau ; notre calcul est alors une description statistique analytique de la cascade nucléonique.

Sans vouloir justifier à priori l'utilisation de la thermodynamique statistique, précisons que l'interaction d'un proton avec un noyau léger tel que $^{9}_{4}Be$ met en jeu 10 particules ; l'utilisation de la formule de STIRLING :

$$\text{Log } (n\,!) \simeq n \text{ Log } n - n$$

est déjà justifiée avec une bonne précision. D'ailleurs, nous verrons que le traitement thermodynamique met en jeu non seulement les nucléons, mais également les groupements de nucléons ainsi que les états excités de ces groupements.

Description du modèle

Considérons l'intéraction d'une particule énergétique avec un noyau composé de A nucléons. Il existe une distribution de vitesse des particules de cascade, et par analogie avec les raisonnements précédents, on peut définir une fonction :

$$u\ (\lambda, \vec{x}, t, \rho) \quad ,$$

où les variables ont la signification habituelle ; λ est alors la variable de vitesse correspondant aux particules de cascade, avec :

$$\lambda = \text{sgn } (\beta)\ \frac{\gamma - 1}{\gamma_o - 1}$$

γ_o est le facteur de LORENTZ du proton incident, dans le système du centre de masse proton-noyau.

Le spectre énergétique $W_i\ (\vec{p})$ des particules émises s'exprimera d'une manière analogue à la précédente :

$$W_i(\vec{p}) = \int_{-1}^{+1} F(\lambda) \cdot L(\beta) \; F_i(\varepsilon', T) \, d\lambda \qquad (56)$$

ε' est l'énergie totale de la particule émise, dans le système lié à l'élément de volume ayant une variable de vitesse comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$. T est la température associée à la cascade nucléonique ; nous reviendrons plus tard sur sa signification.

Nous posons par hypothèse que le spectre $f_i(\varepsilon', T)$ est donné par les lois de la thermodynamique statistique : un élément de volume de la cascade intranucléaire, dans son propre système, émet isotropiquement des nucléons, deutons, tritons, etc... ainsi que les états excités de ces particules. A ce stade, deux remarques s'imposent :

. Les états excités dont il est question sont aussi bien les états excités des nuclides émis, que les états fortement excités (résonances dans l'état final)

. Il n'y a aucune contradiction à envisager la formation de fragments légers par association en vol de nucléons ; notre théorie n'est donc pas en opposition avec le mécanisme envisagé par BUTLER et PEARSON (74)

La fonction de partition

Du point de vue purement thermodynamique, le volume dont nous étudions les propriétés peut être considéré comme un "équilibre" chimique. Un exemple en est la formation de deutérons :

$$p + n \rightarrow d$$

ou la formation de tritons :

$$d + n \rightarrow t$$

ou $$p + 2n \rightarrow t$$

Ces problèmes nécessitent l'utilisation de la "Grande Fonction de Partition" ; on se reportera aux ouvrages classiques de mécanique statistique pour la justification de son emploi (117, 118, 119) Cette fonction de partition s'écrit :

$$Z(z, V, T) = \sum_{N=0}^{\infty} z^N \, Q_N(V, T) \qquad (57)$$

Cette expression est valable dans le cas où un seul type de particules entre en jeu. La quantité z est la fugacité, et Q est la fonction de partition correspondant à l'ensemble canonique, telle qu'elle est définie par R. HAGEDORN. Dans la suite, $\mathcal{Z}$ désignera la nouvelle fonction de partition.

Remplaçant $Q_N\ (V, T)$ par son expression, on obtient :

$$\mathcal{Z}\ (z, V, T) = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{\{n_p\}\ (\Sigma n_p = N)} z^N\ e^{-\beta \Sigma n_p \varepsilon_p} \qquad ; \beta = \frac{1}{T}$$

ou encore :

$$\mathcal{Z}\ (z, V, T) = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{\{n_p\}} \prod_p\ (z\ e^{-\beta \varepsilon_p})^{n_p}$$

Notons que la double sommation est équivalente à la sommation sur chaque n_p indépendamment, d'où :

$$\mathcal{Z}\ (z, V, T) = \sum_{n_o} \sum_{n_1} \ldots \left[(z\ e^{-\beta \varepsilon_o})^{n_o}\ (z\ e^{-\beta \varepsilon_1})^{n_1} \ldots \right]$$

$$= \left[\sum_{n_o} (z\ e^{-\beta \varepsilon_o})^{n_o} \right] \cdot \left[\sum_{n_1} (z\ e^{-\beta \varepsilon_1})^{n_1} \right] \ldots$$

(58)

d'où finalement :

$$\mathcal{Z}\ (z, V, T) = \prod_p \left\{ \sum_n (z\ e^{-\beta \varepsilon_p})^n \right\} \qquad (59)$$

Les sommes sur n s'étendent sur les valeurs suivantes :

$n = 0, 1, 2 \ \ldots \ \infty$ (Bose)

$n = 0, 1$ (Fermi)

de sorte que le calcul de $\mathcal{Z}(z, V, T)$ pour un type de particules, aboutit aux deux expressions suivantes :

$$\mathcal{Z}(z,V,T) = \begin{cases} \prod_p \dfrac{1}{1-ze^{-\beta\varepsilon_p}} & \text{(Bose)} \\ \\ \prod_p (1+ze^{-\beta\varepsilon_p}) & \text{(Fermi)} \end{cases} \qquad (60)$$

Ces expressions sont semblables dans leur forme à celles utilisées par R. HAGEDORN (112-116). Le terme z est la fugacité. On sait que :

$$z = \exp(\mu/T)$$

où μ est le potentiel chimique

Connaissant l'expression de la fonction de partition, il devient possible de calculer le nombre moyen d'occupation $\langle n_p \rangle$, à partir duquel on déduit le spectre énergétique. On a :

$$\langle n_p \rangle = \frac{z\, e^{-\beta\varepsilon_p}}{1 \pm z\, e^{\beta\varepsilon_p}} \qquad \begin{matrix} \text{- Bose-Einstein} \\ \text{+ Fermi-Dirac} \end{matrix} \qquad (61)$$

D'autre part, il faut insister sur la condition de normalisation suivante :

$$N = \sum_p \langle n_p \rangle = \sum_p \frac{z\, e^{-\beta\varepsilon_p}}{1 \pm z\, e^{-\beta\varepsilon_p}} \qquad (62)$$

Cette dernière expression est très importante car elle nous permet de déterminer LE POTENTIEL CHIMIQUE μ correspondant à la particule. En effet, supposons que le nombre de nucléons présents dans l'élément de volume de la cascade soit très supérieur aux nombres de d, t, α, et particules excitées. Nous calculons le potentiel chimique relativiste du nucléon, μ_p, en effectuant le passage :

$\sum_p \rightarrow \int 4\pi p^2 [\ldots]\, dp$, les impulsions formant un continuum, On obtient :

$$\frac{N}{V} = \frac{g}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp\left[\frac{\varepsilon}{T} - \frac{\mu}{T}\right] - 1} \qquad (63)$$

Dans cette dernière expression, N/V est le nombre de nucléons par unité de volume et $g = (2\,I + 1)\,(2\,J + 1)$, I et J représentant respectivement le spin et l'isospin de la particule éjectée.

Passant maintenant au cas de plusieurs particules en présence, nous définissons z_p, z_d, z_t... les potentiels chimiques des protons, deutons, tritons etc... présents dans le volume émettant ces particules. La fonction de partition complète décrivant les propriétés thermodynamiques de ce volume s'écrira :

$$Z = \left[\sum_{N_p} z_p^{N_p} \; Q_{N_p} \; (V,\, T) \right] \left[\sum_{N_d} z_d^{N_d} \; Q_{N_d} \; (V,\, T) \right] \ldots \qquad (64)$$

Cette expression est bien sûr associée avec une condition de normalisation du type :

$$N_p + N_d + 2\,N_d + 3\,N_t + 3\,N_{He^3} + \ldots = A$$

Cette expression peut éventuellement tenir compte des différents états excités.

L'assimilation de la formation de fragments légers à une réaction du type $n + p \rightarrow d$ permet d'associer cette réaction à la réaction chimique suivante :

$$\sum_i \nu_i \, A_i = 0$$

où les A_i sont les symboles des éléments et les ν_i des nombres entiers, positifs ou négatifs. Par exemple, dans la réaction ci-dessus, on a :

$$\nu_1 = \nu_p = 1$$

$$\nu_n = 1$$

$$\nu_d = -1$$

La température T étant supposée constante pour λ donné, on peut écrire, suivant (117) :

$\sum_i \nu_i \, \mu_i = 0$ et dans le cas présent, si l'on pose

que : $\mu_p = \mu_n = \mu$, on obtient aussitôt :

$$\mu_d = 2\mu \qquad \mu_t = 3\mu \qquad \mu_{He^3} = 3\mu \qquad \text{etc...}$$

(Remarque : ce raisonnement est classique et peut être utilisé, par exemple, dans le cas de la formation de paires à l'intérieur d'un volume contenant un gaz de photons ; on démontre alors facilement que $\mu_{e^+} = \mu_{e^-} = 0$).

Compte tenu de ces dernières remarques, calculons Z en remarquant que :

$$\log(1 + Z) = - \sum_{\alpha\beta} \log(1 - z_\beta X_{\alpha\beta}) + \sum_{\alpha\phi} \log(1 + z_\phi X_{\alpha\phi}) \qquad (65)$$

Cette dernière expression découle immédiatement de (60) où $X_{\alpha,\beta\phi}$ a la signification habituelle et où β , ϕ représentent respectivement les bosons et les fermions.

Remarquons encore une fois que les impulsions forment un continuum et effectuons la transformation :

$$\sum_\alpha \rightarrow \frac{V_o}{2\pi^2} \int_o^\infty p^2 \, [\ldots] \, dp$$

Il vient :

$$\log(1 + Z) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_o^\infty \left[p^2 dp \sum_m \log(1 + z_m X_{pm}) - \sum_{m'} \log(1 - z_{m'} X_{pm'}) \right]$$

(66)

Négligeons pour l'instant le rôle des états excités et supposons que les seules particules émises soient p, n, d, t, He^3 , He^4 ... etc ... Les spectres de masse des particules éjectées seront du type :

$$\rho_i(m) \propto \delta(m - m_i)$$

où δ est la fonction de DIRAC.

Il vient donc :

$$\log(1+\bar{z}) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^{\infty} p^2 dp \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(m-m_p) \log(1+z_{mp} X_{pm_p}) \, dm \right.$$

$$\left. - \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(m-m_d) \log (1-z_{m_d} X_{pm_d}) \, dm + \ldots \right] \qquad (67)$$

où m_p, m_d ... sont les masses des protons, deutons, etc... et où

$z_m = \exp \left(\frac{\mu_m}{T} \right)$

Utilisant les propriétés de la fonction δ de DIRAC, à savoir :

$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(m-m_d) f(m,m_d) \, dm = f(m_d)$, on obtient, avec $\beta = \frac{1}{T}$:

$$\log(1+\bar{z}) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^{\infty} p^2 dp \left[\log(1+zm_p X_{pm_p}) - \log(1-zm_d X_{pm_d}) + \ldots \right] \qquad (68)$$

Posons $z_{mp} = e^{\beta\mu p}$. A partir des hypothèses précédentes, faites sur le potentiel chimique, nous obtenons :

$z_{m_d} = e^{\beta\mu_d} = e^{2\beta\mu_p} = z_{m_p}^2$ etc ... $= z^2$, d'où :

$$\log(1+\bar{z}) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^{\infty} p^2 dp \left[\log(1+z_m^2 X_{p,zm}) + 2 \log(1 + z_m^3 X_{p,3m}) - \ldots \right]$$

Désignons par g_1 un facteur tenant compte de la multiplicité des isobares, par exemple : ${}^3_1H$ et ${}^3_2He$. L'expression de $\log(1+\bar{z})$ devient :

$$\log(1+\bar{z}) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^{\infty} p^2 dp \sum_{l=1}^{A} g_1 (-1)^{l+1} \log(1 + (-1)^{l+1} z_m^l X_{p,lm}) \qquad (69)$$

L'indice l peut disparaître, on a donc :

$$\log(1+\bar{z}) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^{\infty} p^2 dp \sum_{l=1}^{A} g_1 (-1)^{l+1} \log \left[1 + (-1) z^l X_{pl} \right] ,$$

où $z^l = \exp(l\mu_o\beta)$

$$X_{pl} = \exp\left[-\beta\sqrt{p^2 + l^2 m^2}\right]$$

Introduisons les termes du développement de $\log\left[1 + (-1)^{l+1} z^l X_{pl}\right]$:

$\log\left[1 + (-1)^{l+1} z^l X_{pl}\right] = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{nl+1} z^{nl} X_{pl}^n}{n}$, il vient :

$$\log(1+Z) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^{\infty} p^2 dp \sum_{l=1}^{A} g_l \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{(n+1)l} z^{nl} X_{pl}^n}{n} \qquad (70)$$

Cette expression de la fonction de partition n'est valable que dans l'hypothèse où seuls existent les groupements de nombre de masse $A' < A$; Les états excités de ces fragments sont négligés, ainsi que les états hadroniques fortement excités (résonances dans l'état final).

Introduction des états excités

Partant de l'expression (60) :

$$\log(1+Z) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^{\infty} p^2 dp \left[\sum_m \log(1+z_m X_{pm}) - \sum_{m'} \log(1 - z_{m'} X_{pm'})\right]$$

On introduit dans la fonction de partition le spectre de masse $\rho(m)$:

$\rho_\nu(m)$ pour les bosons

$\rho_{\nu'}(m)$ pour les fermions. On a donc :

$$\log(1+Z) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^{\infty} p^2 dp \left\{\sum_\nu \int_0^{\infty} \rho(m) \log(1+z_m X_{pm}) \, dm - \sum_{\nu'} \int_0^{\infty} \rho_{\nu'}(m) \log(1-z_m X_{pm}) \, dm\right\} \qquad (71)$$

On a de même $\log(1+z_m X_{pm}) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} z_m^n X_{pm}^n$, d'où :

$$\log(1+\mathcal{Z}) = \frac{V_o}{2\pi^2}\int_o^\infty p^2dp \left\{ \sum_\nu \int_o^\infty \rho_\nu(m) \sum_n \frac{1}{n} (-1)^{n+1} z_m^n X_{pm}^n \, dm + \right.$$

$$\left. / \ldots + \sum_{\nu'} \int_o^\infty \rho_{\nu'}(m) \sum_n \frac{1}{n} z_m^n X_{pm}^n \, dm \right\}$$

Posons $\Delta_{\nu n} = 1$ (baryons)

$\Delta_{\nu n} = (-1)^{n+1}$ (fermions). Ceci permet de réunir baryons et Fermions dans la même expression :

$$\log(1+\mathcal{Z}) = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_o^\infty p^2dp \sum_{\nu=1}^{A} g_\nu \int_o^\infty \rho_\nu(m) \sum_n' \frac{\Delta_{\nu n}}{n} z_m^n X_{pm}^n \, dm$$

g_ν est identique au g_1 précédent et tient compte des isobares.

Une petite modification de l'expression ci-dessus donne la forme suivante :

$$\log(1+\mathcal{Z}) = \frac{V_o}{2\pi^2} \sum_{\nu=1}^{A} \sum_{n=1}^{\infty} \int_o^\infty \int_o^\infty p^2dp \, g_\nu \frac{\Delta_{\nu n}}{n} \rho_\nu(m) z_m^n X_{pm}^n \, dm$$

$$= \frac{V_o}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sum_{\nu=1}^{A} g_\nu \Delta_{\nu n} \int_o^\infty \int_o^\infty p^2 dp \, \rho_\nu(m) z_m^n \exp\left[-\frac{n}{T}\sqrt{p^2+m^2}\right] dm$$

L'intégration sur p est immédiate et fait apparaître une fonction de HANKEL. On trouve :

$$\int_o^\infty p^2dp \, \exp\left[-\frac{n}{T}\sqrt{p^2+m^2}\right] = \frac{m^3}{y} K_2(y) \, , \; y = \frac{nm}{T}$$

$$= \frac{Tm^2}{n} K_2\left(\frac{nm}{T}\right)$$

d'où la fonction de partition :

$$\log(1+\mathcal{Z}) = \frac{V_o T}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sum_{\nu=1}^{A} g_\nu \Delta_{\nu n} \int_o^\infty m^2 \rho_\nu(m) z_m^n K_2\left(\frac{nm}{T}\right) dm \qquad (72)$$

Evaluation du potentiel chimique. Si nous tenons compte de l'existence de nucléons + fragments légers + états excités etc..., la condition de normalisation (63) devient :

$$A = a \sum_{\nu=1}^{A} \int_0^{\infty} \frac{p^2 dp \;\; \rho_\nu(m)\, dm}{\exp\left[\dfrac{(p^2+m^2)^{1/2} - \nu\mu_o}{T}\right] \pm b_\nu} \qquad (73)$$

où $a = \dfrac{4\pi V_o}{h^3}$ et $b_\nu = -1$ (bosons) ou $+1$ (fermions)

Il est intéressant de voir dans quelle mesure le nombre d'états excités modifie la valeur du potentiel chimique. Pour cela, posons $\lambda = m - \mu_o$ (m = masse du nucléon) et étudions les deux premiers termes de la somme ci-dessus, dans le cas non relativiste.

$$\int_0^{\infty} \frac{p^2 dp}{\exp\left[\dfrac{p^2}{2m} + \lambda\right]\dfrac{1}{T} + 1} + 2 N_d \int_0^{\infty} \frac{p^2 dp}{\exp\left[\dfrac{p^2}{4m} + 2\lambda\right]\dfrac{1}{T} - 1} \qquad (74)$$

($\nu = 1$) ($\nu = 2$)

N_d représente le nombre d' "états excités" (résonances dans l'état final) associés au deutéron. Si l'énergie incidente est suffisamment élevée, N_d peut devenir très grand. L'intégrale doit donc avoir une valeur suffisamment faible. Négligeons le -1, et calculons cette intégrale :

$$\exp\left(-\frac{\lambda}{T}\right) \int_0^{\infty} p^2 \exp\left(\frac{p^2}{2mT}\right) dp = \exp\left(-\frac{\lambda}{T}\right) \int_0^{\infty} p^2 \exp\left(-c^2 p^2\right) dp$$

$$= \exp\left(-\frac{\lambda}{T}\right) \frac{\sqrt{\pi}}{2c^3} \quad , \quad c^2 = \frac{1}{2mT}$$

Reportons cette valeur dans (74). Il vient :

$$\boxed{A = \sqrt{\frac{\pi}{4}}\, (2mT)^{3/2} e^{-\lambda/T} \left[1 + 2^{5/2} N_d\, e^{-\lambda/T}\right]} \qquad (75)$$

Pour N_d grand, $\exp\left(-\frac{\lambda}{T}\right)$ doit être petit, et $\lambda = m - \mu$ suffisamment grand. En ordre de grandeur, nous pouvons dire :

$$\mu(T, A) \lesssim m$$

Le calcul de μ en fonction de la température T a été effectué à partir de l'expression (63), et de l'expression (73) tenant compte des états excités.

Pour des raisons expérimentales qui apparaîtront par la suite, nous avons choisi une énergie incidente de 600 MeV et un noyau-cible ^{27}Al. A cette énergie nous avons négligé la production de résonances d'ordre élevé, nous limitant aux seuls états excités des nuclides émis.

m_ν étant la masse du fragment émis, le spectre de masse $\rho_\nu(m)$ a été décrit par l'expression :

$$\rho_\nu(m) = B \exp\left\{-\left[\frac{m - (m_\nu + \Delta E)}{\sigma(E)}\right]^2\right\} \qquad (76)$$

où B, ΔE et $\sigma(E)$ sont des paramètres adaptés aux données expérimentales; Ces dernières ont été tirées principalement des tables de KUNTZ (120). Malgré tout, un grand nombre de données expérimentales, concernant les états excités et les rapports de branchement, nous sont inconnues, et l'expression ci-dessus ne décrit que grossièrement le spectre de masse.

La figure 25 montre la variation de μ en fonction de la densité nucléaire N/V en nucléons. M^{-3}, pour différentes valeurs T. La figure 26 montre la relation $\mu = f(A,T)$ pour $A = 27$ et $\frac{N}{V} = 1{,}1X10^{44}$ nucléons . m^{-3} ; cette dernière valeur correspond à un rayon nucléaire

$$R = R_o A^{1/3} \quad \text{où} \quad R_o = 1{,}3 \text{ fermi}$$

Ces dernières valeurs ont été calculées par C. MOTTA (121) en utilisant l'expression (62) qui ne tient pas compte des états excités.

Par contre, la figure 27 montre la relation $N/V = f(\mu,T)$ en utilisant l'expression (73) et la forme (76) pour le spectre de masse. La figure 28 montre enfin la relation $\mu = f(T)$, pour $\frac{N}{V} = 1{,}1X10^{44}$ nucléons . m^{-3}

Les calculs sur ordinateur ont été effectués par L. FRAYSSE (122).

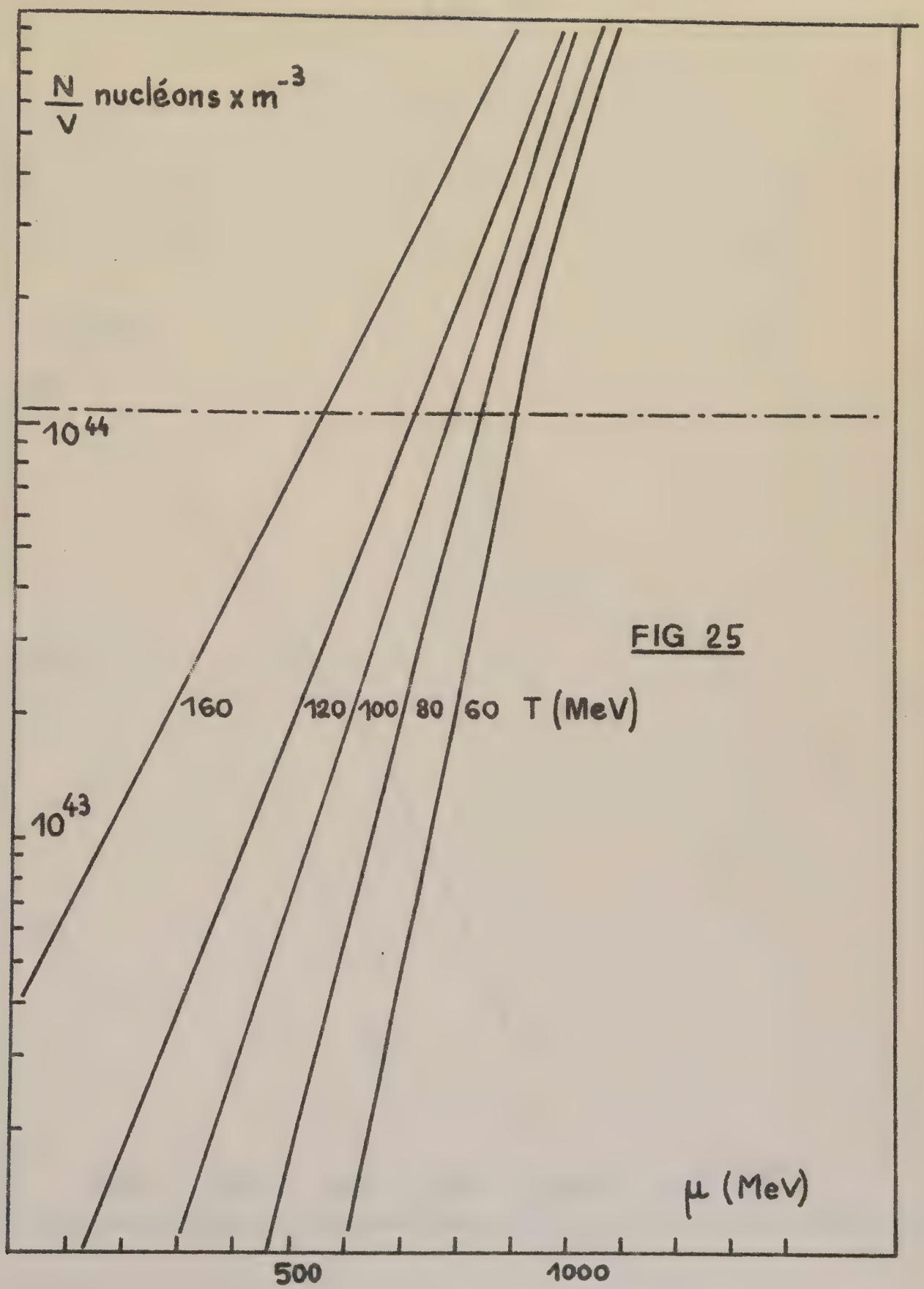


FIG 25



FIG 26

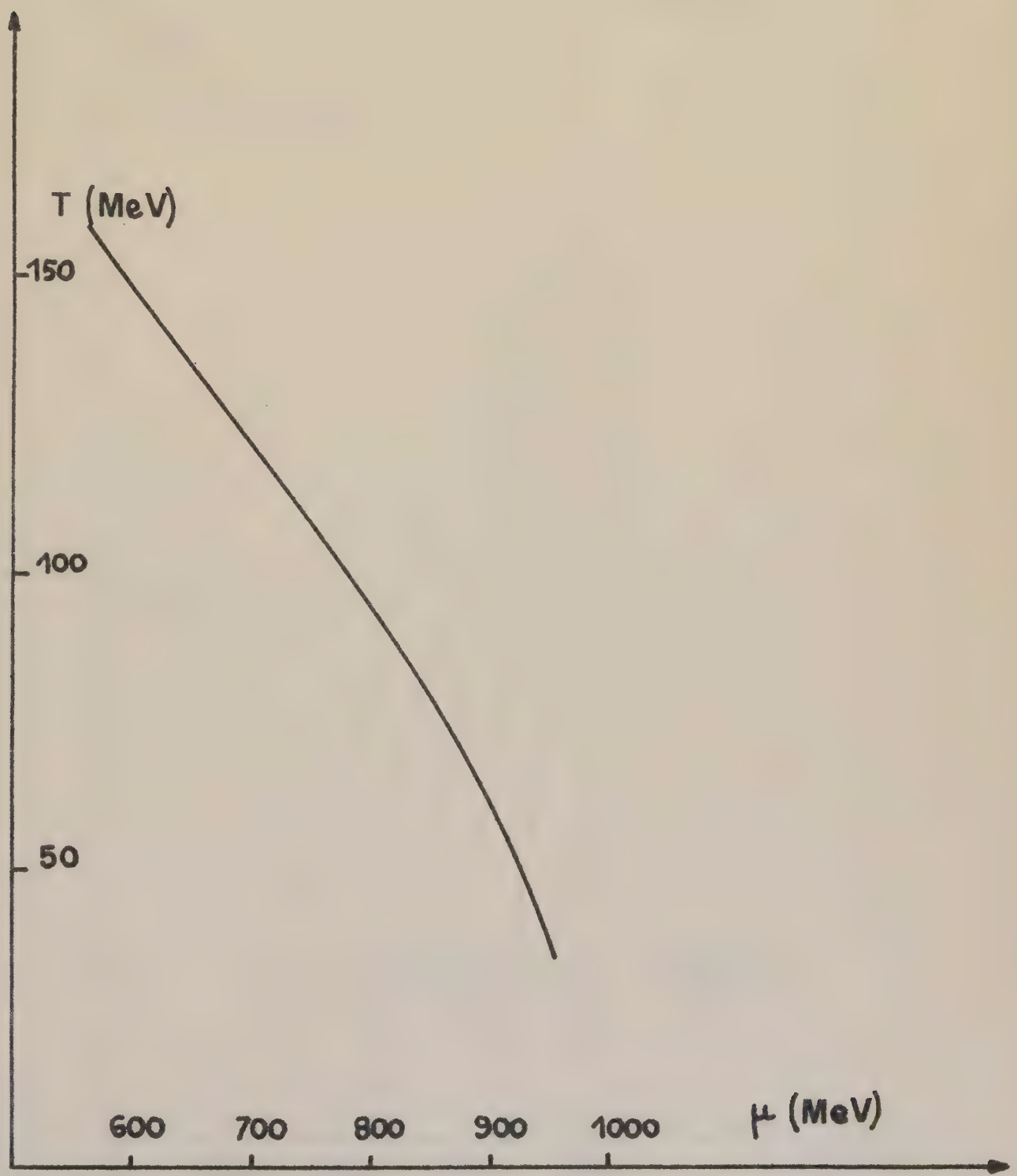
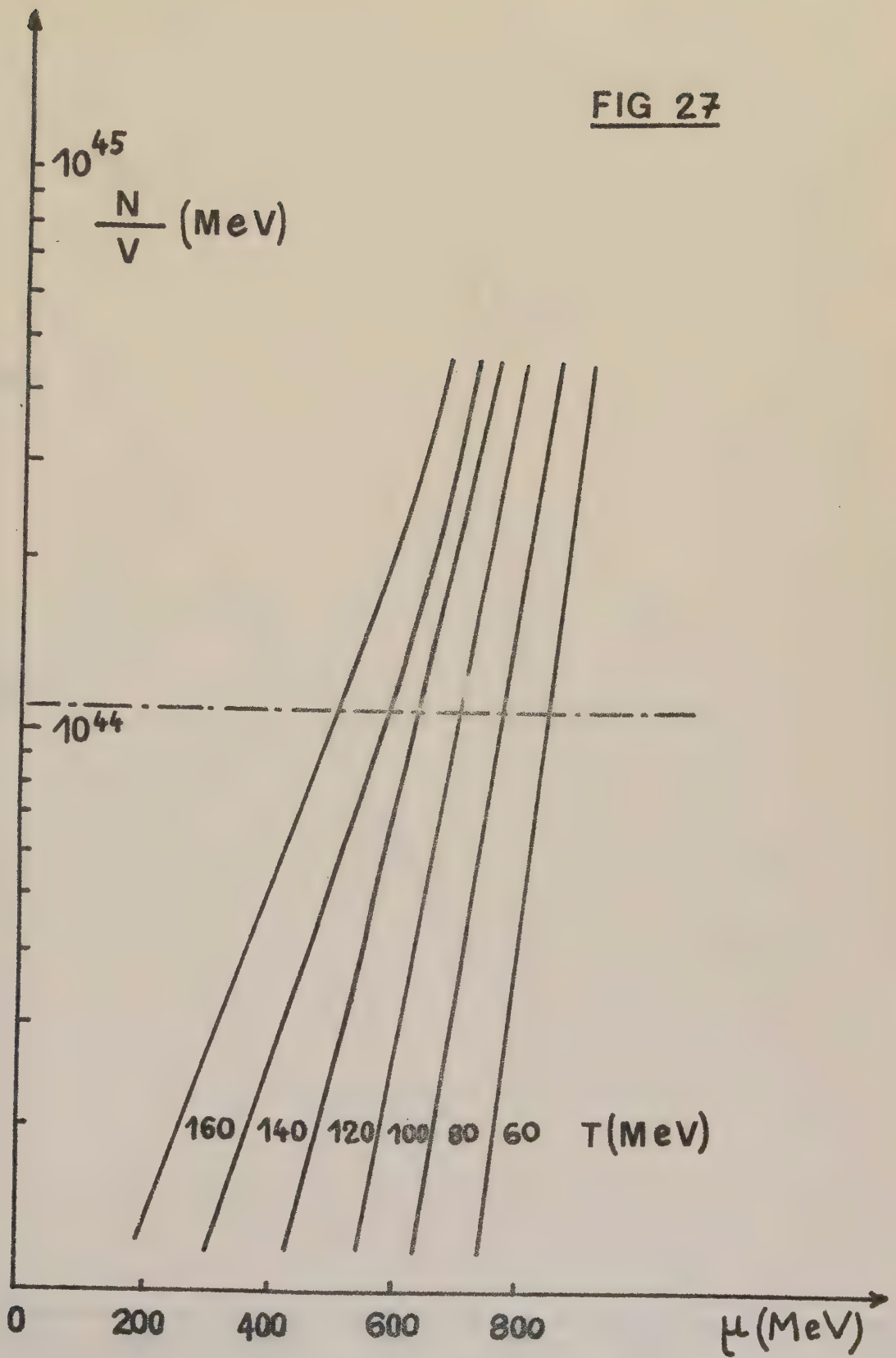




FIG 27


10^{45}
$\frac{N}{V}$ (MeV)
10^{44}
160
140
120
100
80
60
T(MeV)
0
200
400
600
800
μ(MeV)



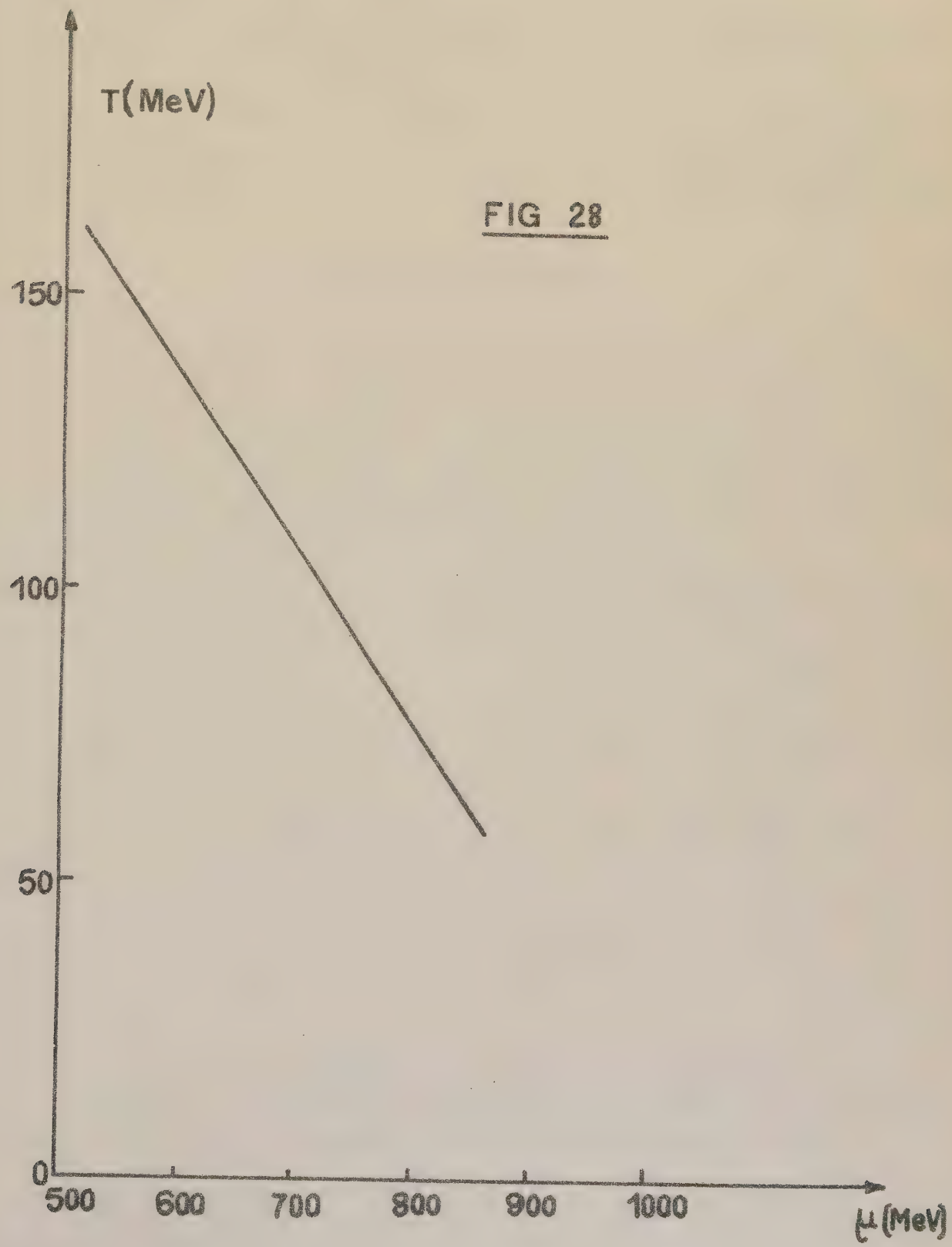


FIG 28

Il résulte de ce qui précède que nous pouvons déterminer le potentiel chimique seulement d'une manière approchée, par suite

1°- de l'hypothèse faite sur la densité nucléaire,

2°- du manque d'informations expérimentales concernant les états excités.

Néanmoins, la méthode employée permet de fixer les limites de la valeur de $\mu(A, T)$; la forme exacte doit être ensuite déterminée en cherchant la meilleure adaptation aux courbes expérimentales.

La relation énergie-température

Dans ce paragraphe, nous cherchons à établir une relation entre la densité d'énergie et la température T ; l'existence de cette relation est directement liée à la validité de notre théorie ; d'autre part, il est évident que la densité d'énergie doit diminuer avec la température ; ce dernier point va nous permettre en outre de vérifier la valeur trouvée pour le potentiel chimique.

Nous reprenons l'expression de la fonction de partition :

$$\log Z = \frac{V_o}{2\pi^2} \int_0^\infty p^2\, dp \left[\log\left(1 + z_p X_{p,m_p}\right) - \log\left(1 - z_d X_{p,m_d}\right) + \ldots\right]$$

Il est facile de montrer que le premier terme peut se mettre sous la forme :

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} z_p^n \int_0^\infty p^2\, dp \exp\left[-\frac{n}{T}\sqrt{p^2 + m_p^2}\right] \qquad (77)$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} z_p^n \, T\, m_p^2 \, K_2\left(\frac{n\, m_p}{T}\right)$$

Afin de simplifier le raisonnement, nous supposerons simplement l'existence des cinq premières particules : nucléons, d, t, He^3, He^4 . La fonction de partition prend alors la forme :

$$\ln \mathcal{Z} = \frac{V_o T}{2\pi^2} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} \int_o^{\infty} z_p^n m_p^2 K_2 \left(\frac{n m_p}{T} \right) \delta(m - m_p) \, dm \right.$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_o^{\infty} z_d^n m_d^2 K_2 \left(\frac{n m_d}{T} \right) \delta(m - m_d) \, dm$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} \int_o^{\infty} z_t^n m_t^2 K_2 \left(\frac{n m_t}{T} \right) \delta(m - m_t) \, dm \qquad (78)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} \int_o^{\infty} z_\tau^n m_\tau^2 K_2 \left(\frac{n m_\tau}{T} \right) \delta(m - m_\tau) \, dm$$

$$\left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_o^{\infty} z_\alpha^n m_\alpha^2 K_2 \left(\frac{n m_\alpha}{T} \right) \delta(m - m_\alpha) \, dm \right\}$$

Cette expression n'est autre que le développement de l'expression (72), appliquée aux cinq premiers nuclides légers. Elle est applicable à une énergie cinétique suffisamment basse pour pouvoir négliger les états fortement excités ; on néglige également les états excités de ^3H, ^3He, ^4He.

L'énergie moyenne $< E >$ est liée à la fonction de partition par :

$$\langle E \rangle = - \frac{d}{d\left(\frac{1}{T}\right)} \ln \mathcal{Z} = - \frac{d}{d\beta} \ln \mathcal{Z} \qquad \left(\beta = \frac{1}{T}\right)$$

La densité d'énergie est donnée par : $\varepsilon = \frac{\langle E \rangle}{V}$

D'autre part, chaque terme de $\ln \mathcal{Z}$ étant équivalent, il suffit d'effectuer le calcul sur le premier. On a donc :

$$\ln \mathcal{Z}_1 = \frac{V_o T}{2\pi^2} \sum_{1}^{\infty} \frac{(-)^{n+1}}{n^2} z_p^2 \, m_p^2 \, K_2 \, (n m_p \beta)$$

$$\frac{d}{d\beta} \ln \mathcal{Z}_1 = \frac{d}{d\beta} \left[\frac{V_o}{2\pi^2} \sum_{1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} z_p^n \, m_p^2 \, \frac{1}{\beta} \, K_2 \, (n \, m_p \, \beta) \right]$$

Dans la suite du calcul, on utilisera les règles de dérivation des fonctions de HANKEL :

$$\frac{d}{dx} \left[K_2(x) \right] = - K_1(x) - \frac{2}{x} K_2(x) \qquad \text{cf. (123)}$$

Nous calculons alors :

$$\frac{d}{d\beta}\left[z^n \frac{1}{\beta} K_2(a\beta)\right] = \frac{n}{\beta} z^{n-1} K_2(a\beta) \frac{dz}{d\beta} - z^n \left\{\frac{a}{\beta} K_1(a\beta) + \frac{3}{\beta^2} K_2(a\beta)\right\}$$

Posons pour simplifier $S = a\beta = \frac{nm_p}{T}$, il vient :

$$-\frac{d}{d\beta}\left[\ln z_1\right] = \frac{V_o}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-)^{n+1}}{n^2} m_p^2 \left[z_p^n \left(\frac{a}{\beta} K_1(S) + \frac{3}{\beta^2} K_2(S)\right) - \frac{n}{\beta} z_p^{n-1} K_2(S) \frac{dz}{d\beta}\right]$$

d'où le terme correspondant au proton :

$$\langle\varepsilon_1\rangle = \frac{T^2}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} m_p^2 z_p^n \left\{S_p K_1(S_p) + zK_2(S_p) - \frac{n}{T} z_p^{-1} K_2(S_p) \frac{d z_p}{d(\frac{1}{T})}\right\}, \tag{79}$$

et des termes analogues pour d, t, ^{3}He, ^{4}He.

Finalement, on peut écrire la formule générale de la densité d'énergie en fonction de la température pour les cinq premières particules ; pour cela, on pose : $S_i = \frac{n\, m_i}{T}$

$$C_{nf} = S_f K_1(S_f) + 3K_2(S_f) - \frac{n}{T} z_f^{-1} K_2(S_f) \frac{d z_f}{d(\frac{1}{T})} \quad ;$$

$$C_{nb} = S_b K_1(S_b) + 3K_2(S_b) - \frac{n}{T} z_b^{-1} K_2(S_b) \frac{d(zb)}{d(\frac{1}{T})} \quad ;$$

(f ≡ fermions ; b ≡ baryons) . Il vient :

$$\langle\varepsilon_b\rangle = \frac{T^2}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} m_b^2 z_b^n C_{nb} \equiv \varepsilon_b$$

$$\langle\varepsilon_f\rangle = \frac{T^2}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} m_f^2 z_f^n C_{nf} \equiv \varepsilon_f$$

$$; \quad \varepsilon = \sum_b \varepsilon_b + \sum_f \varepsilon_f \tag{80}$$

Les figures 29-30-31 montrent les variations de $<\varepsilon>$ en fonction de T.

Sur la figure 29, la courbe en traits pointillés représente

$$<\varepsilon>_{tot} = \sum_{b} \varepsilon_{p} + \sum_{h} \varepsilon_{f}$$

La figure 30 montre la continuité jusqu'aux très basses températures, de la relation $\varepsilon = f(T)$

Enfin, la figure 31 montre la relation obtenue pour μ = cte = 800 MeV.

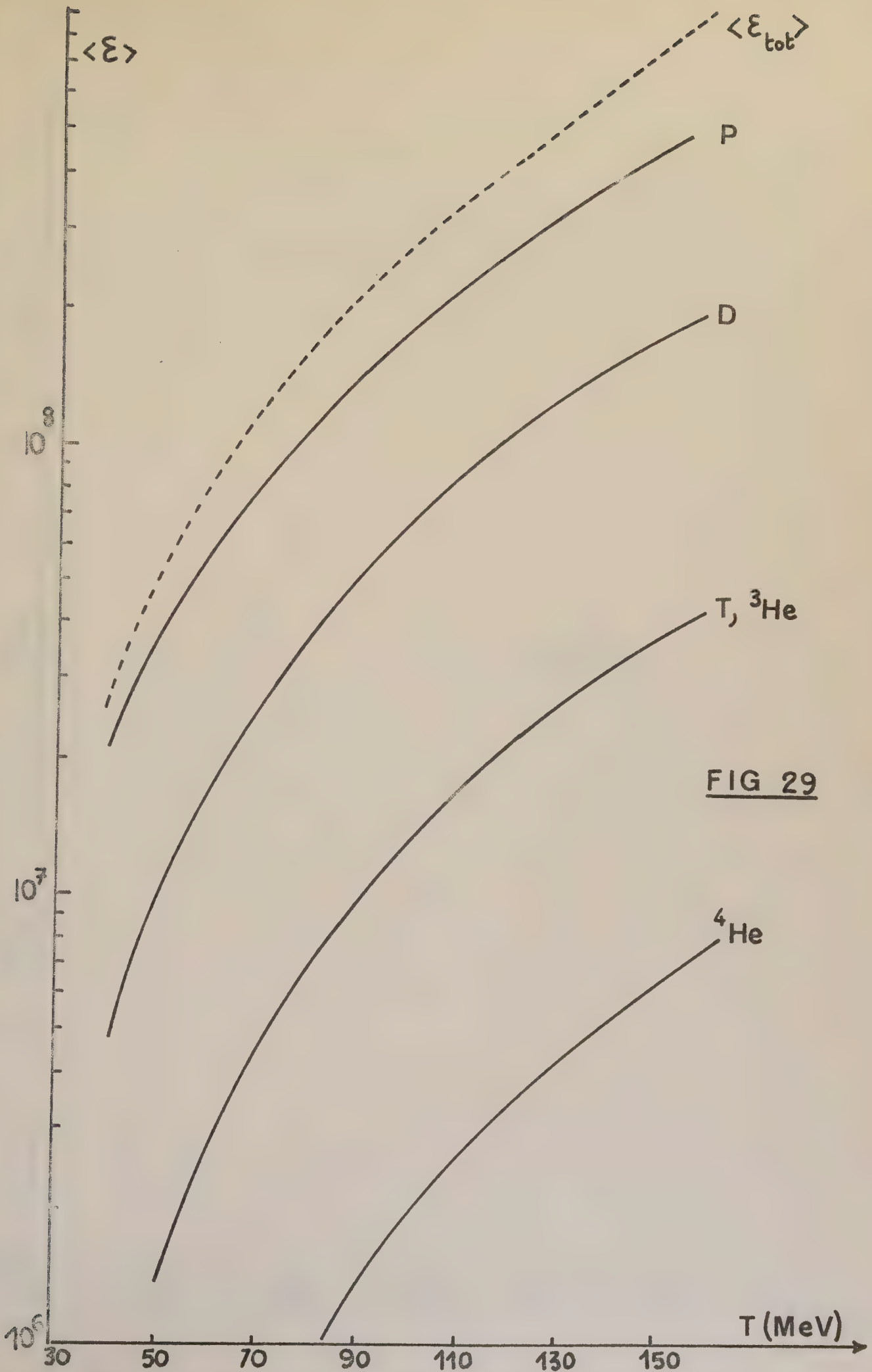


FIG 29

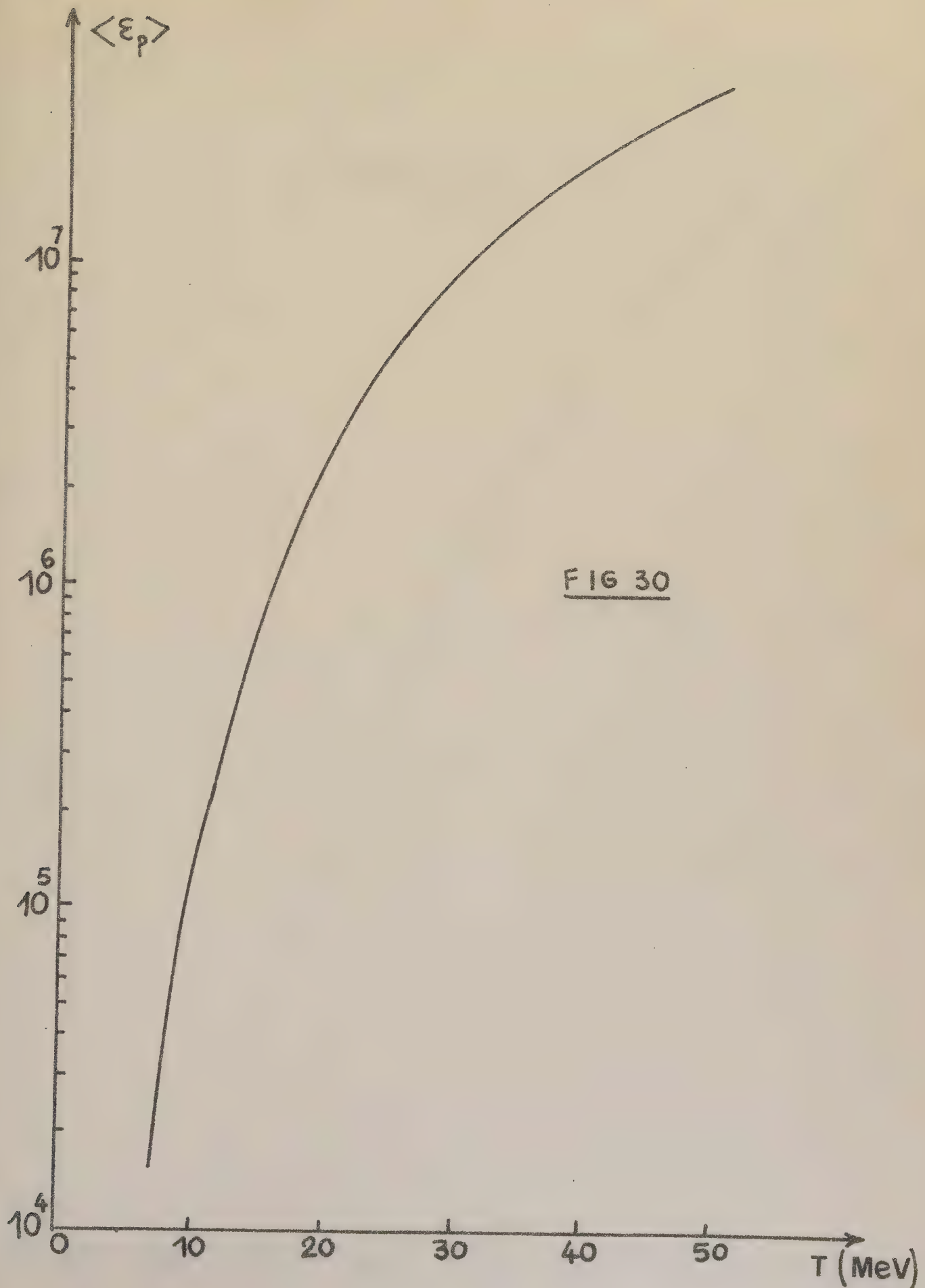

$\langle \varepsilon_p \rangle$
10^7
10^6
10^5
10^4
0
10
20
30
40
50
T (MeV)

FIG 30

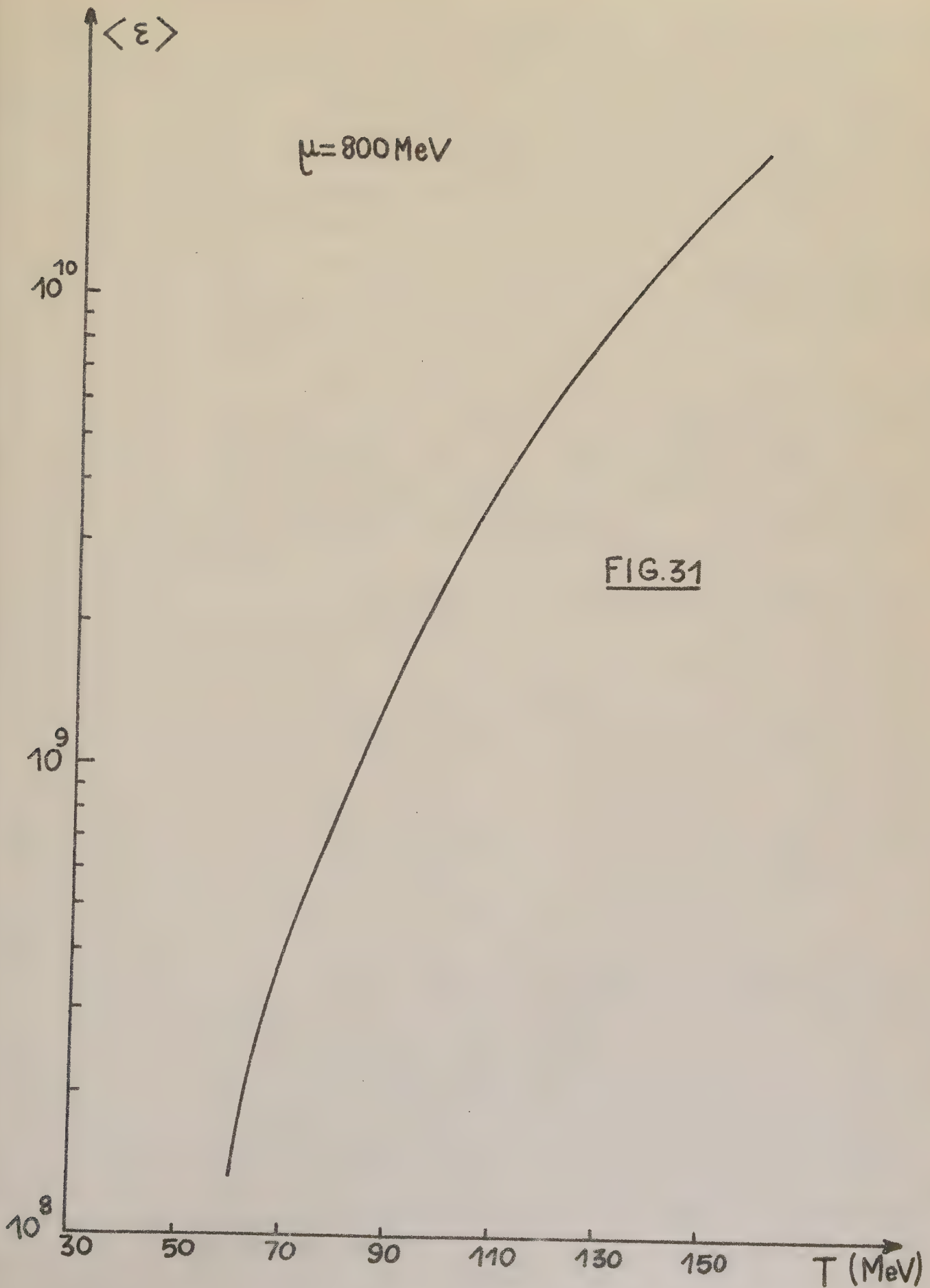


FIG.31

La fonction $F(\lambda)$

Une autre donnée nécessaire au calcul des spectres différentiels $d^2\sigma/dp\, d\Omega$ est la fonction de distribution des vitesses $F(\lambda)$.

Dans le cas de l'interaction hadron-hadron, la fonction $F(\lambda)$ a été évaluée de manière à reproduire les spectres expérimentaux

Dans notre cas, nous avons un moyen d'évaluer cette fonction si l'on remarque qu'elle donne la distribution de vitesse des particules de cascade.

Pour cela, nous avons utilisé les calculs de cascades nucléoniques mis au point par P. VIALLEFONT (78) et décrivant le processus de cascade pour des protons incidents de 600 MeV et des cibles de $A \geq 9$.

Environ 10 000 cascades ont été calculées sur l'ordinateur CDC 6 600 du C.E.R.N. ; pour chaque cascade, nous avons calculé la composante longitudinale de la vitesse de chaque nucléon, et sa variable λ. La distribution obtenue pour les valeurs de λ est montrée sur la figure 32. Elle est maximale pour $\lambda = 0$ et nulle pour $\lambda = \pm 1$.

La distribution de la figure (32) est très bien décrite par les expressions :

$$F(\lambda) = A \exp \{ - B\lambda^2 + C\lambda \}$$

avec les valeurs suivantes pour les coefficients A, B, C :

$\lambda < -0,08$	$F(\lambda) = 0$		
$-0,08 \leq \lambda < 0$	$A = 183$	$B = -500$	$C = 120$
$0 \leq \lambda \leq 0,16$	$A = 183$	$B = -100$	$C = 40$
$0,16 < \lambda \leq 1$	$F(\lambda) = A/37$		

Compte tenu des données précédentes, il est possible d'intégrer l'expression (55) pour obtenir les distributions doublement différentielles des particules émises.

L'intégration doit être faite compte tenu de l'opérateur $L(\beta)$, qui permet d'obtenir les spectres dans le système c.m., ainsi que d'un opérateur $L(\beta_0)$ qui permet de passer dans le système du Laboratoire. Nous donnons en appendice le détail de ces calculs.

Les figures 33, 34, 35, et 36 montrent quelques spectres théoriques obtenus.

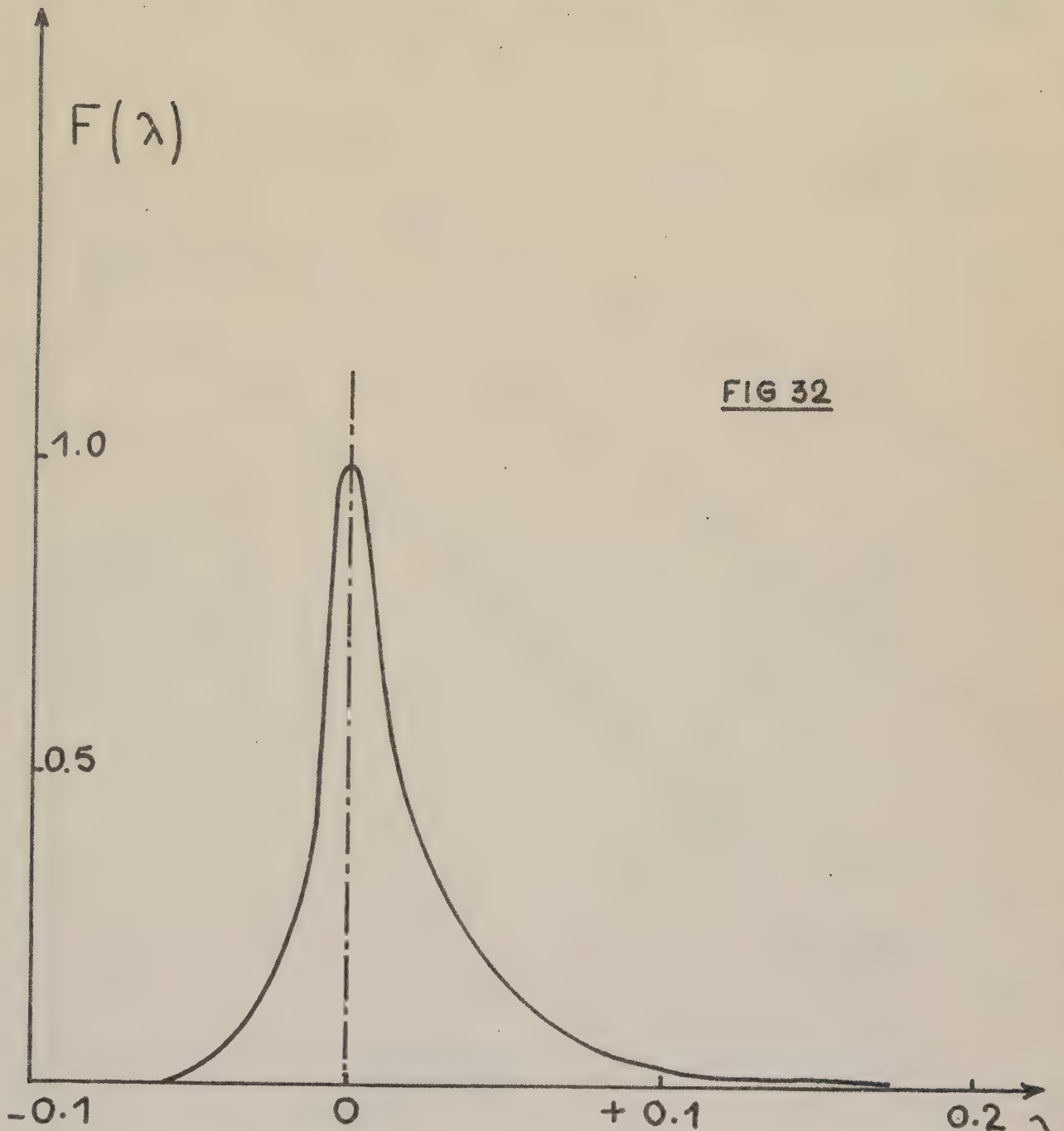


FIG 32

La fonction F(λ)



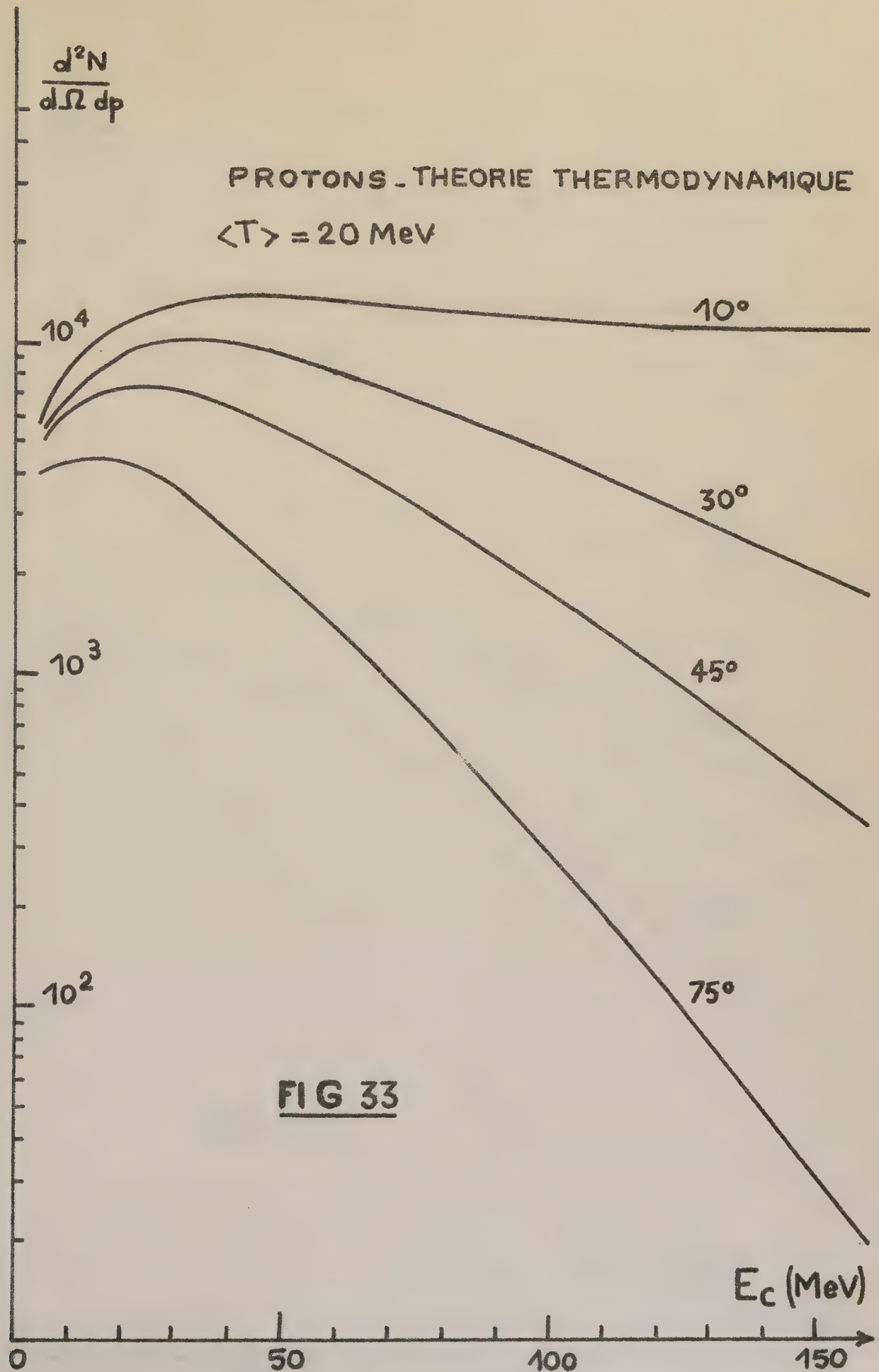

$\frac{d^2N}{d\Omega\, dp}$
PROTONS - THEORIE THERMODYNAMIQUE
<T> = 20 MeV
10°
30°
45°
75°
10^4
10^3
10^2
E_c (MeV)
0
50
100
150

FIG 33



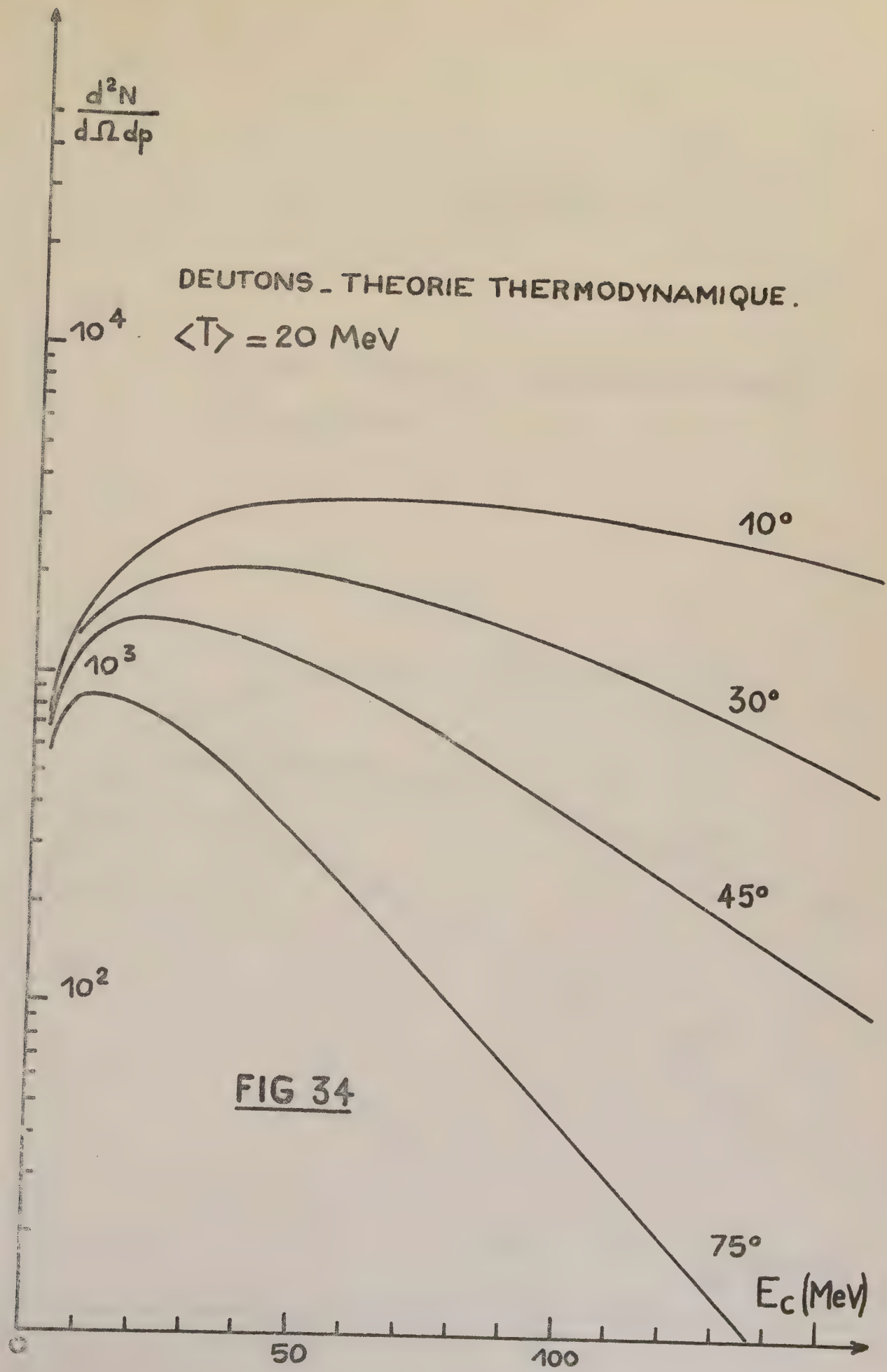
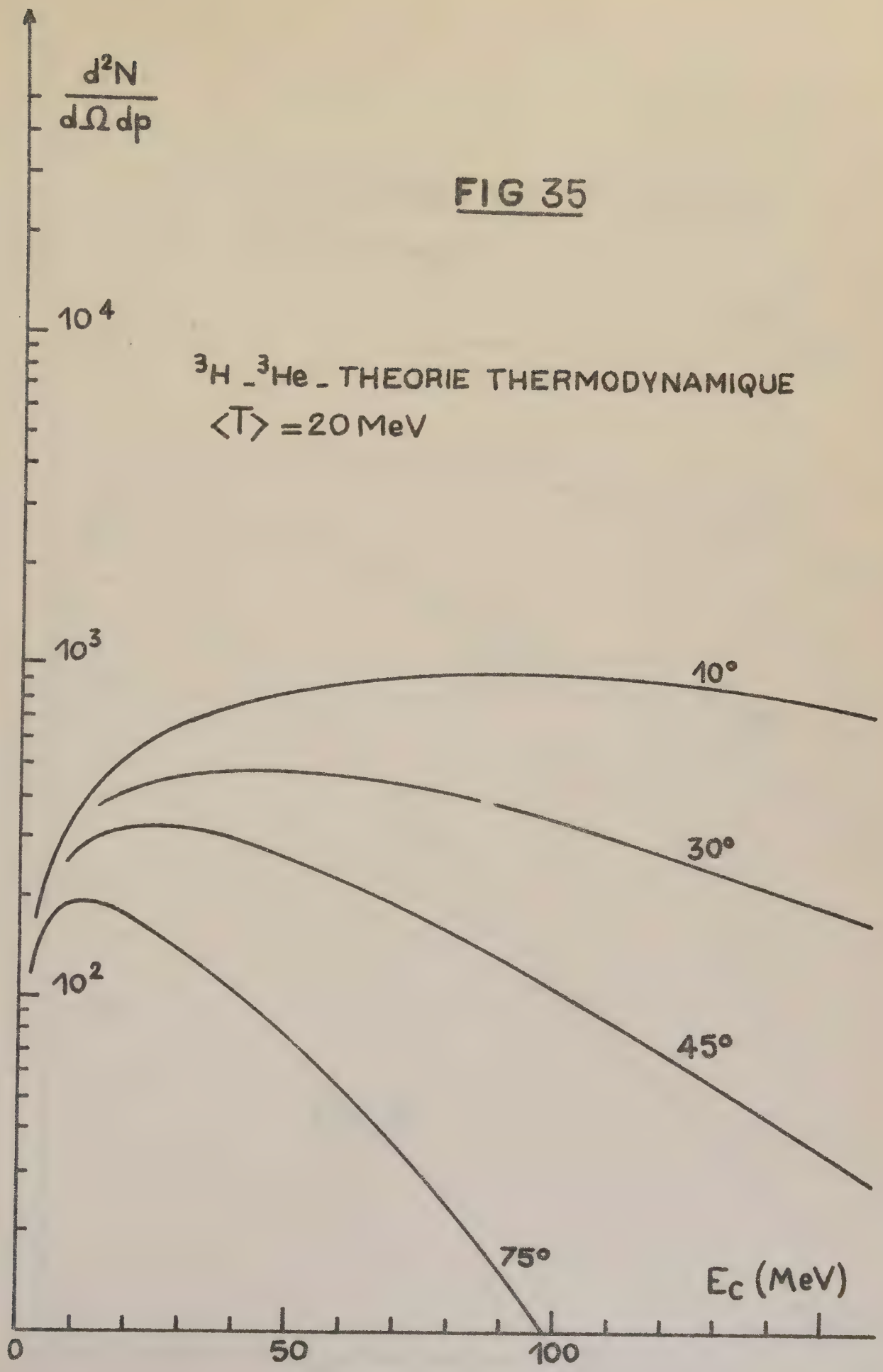

$\frac{d^2N}{d\Omega dp}$
DEUTONS - THEORIE THERMODYNAMIQUE.
$\langle T \rangle = 20$ MeV
10^4
10^3
10^2
10°
30°
45°
75°
E_c (MeV)
0
50
100

FIG 34



FIG 35


$\frac{d^2N}{d\Omega\, dp}$
10^4
^3H _ ^3He _ THEORIE THERMODYNAMIQUE
$\langle T \rangle = 20$ MeV
10^3
10°
30°
10^2
45°
75°
E_c (MeV)
0
50
100

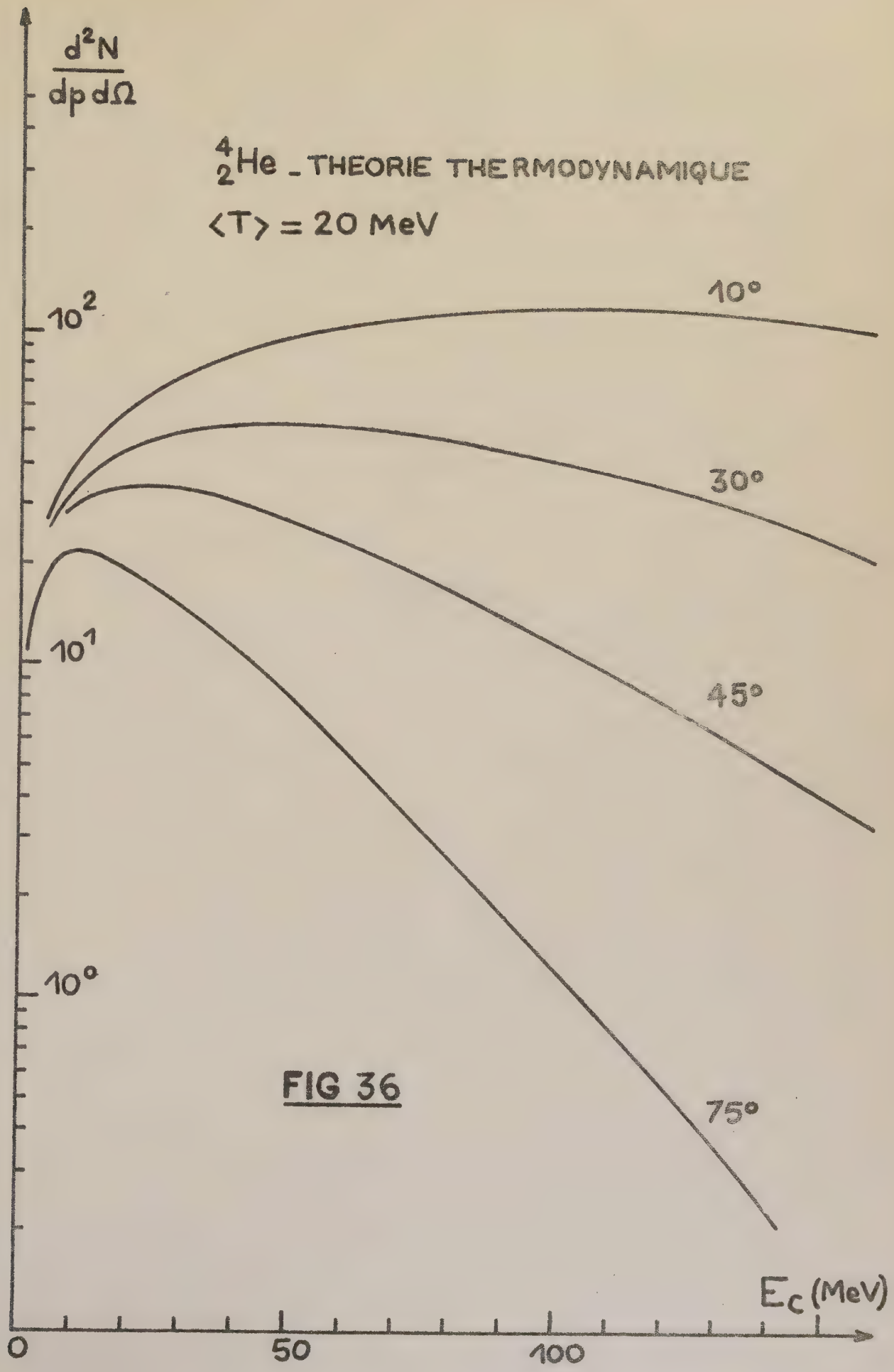

$\frac{d^2N}{dp\,d\Omega}$
^4_2He - THEORIE THERMODYNAMIQUE
$\langle T \rangle = 20$ MeV
10^2
10^1
10^0
10°
30°
45°
75°
E_c (MeV)
0
50
100

FIG 36



CHAPITRE III

EXPERIENCES

SOMMAIRE

§ I - Expérience "E 52" à 20 GeV ; généralités.
§ II- Description du dispositif expérimental.
§III- Etude méthodologique. Identification des fragments.
§ IV- Résultats expérimentaux

Expérience à 600 MeV

A) Etude méthodologique
B) Etude expérimentale préliminaire. Résultats
C) Etude systématique (expérience SC 33). Résultats obtenus lors des premières expositions.

Comparaison entre théorie et expérience

1. Le rapport $^3He/^4He$
2. Le rapport $^3He/^4He$ à très haute énergie
3. Variation de $^3He/^4He$ avec le nombre de masse A du noyau cible
4. Nuclides légers de charge 1
5. Nuclides légers de charge 2 ; rôle de l'éjection d'agrégats. Contribution de la théorie thermodynamique.

Conclusion

- Programme de recherche faisant suite à ce travail
- Bibliographie
- Appendices.

EXPERIENCES

Deux expériences ont été réalisées au laboratoire dans le but de mesurer les rapports de production d/p, t/d, t/He^3 et He^3/He^4. Les énergies des protons incidents sont respectivement de 20 GeV et 600 MeV ; les cibles utilisées sont Al, C, Fe, Ag, Au. Les techniques utilisées sont les suivantes :

Energie 20 GeV : émulsions + champ magnétique

Energie 600 MeV: télescope ($\frac{dE}{dx}$, E) à jonction et scintillateurs.

§ I - *Expérience à 20 GeV*

Cette expérience a été réalisées sur le faisceau de protons e_2 issu du synchrotron à protons du CERN. Les détecteurs utilisés sont des émulsions nucléaires de faible sensibilité, associées à un champ magnétique de 1,22 Tesla ; ce dernier est établi dans l'intervalle de vide séparant la cible des émulsions (97).

La figure, ci-dessous, montre le principe de l'expérience.

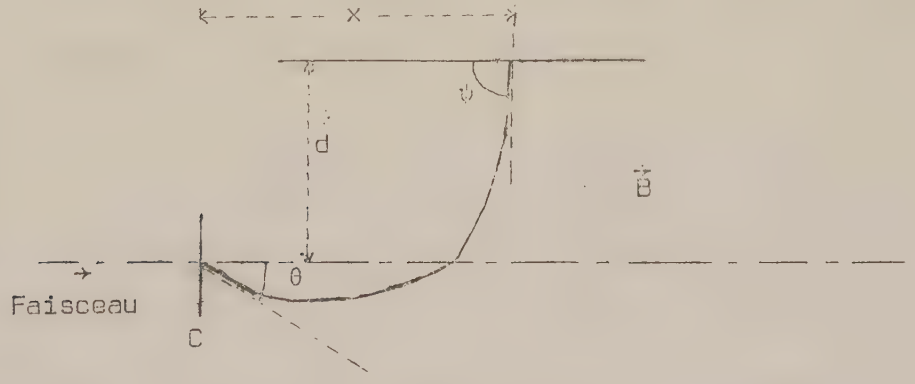


Figure 37 c

Le rayon de courbure de la trajectoire de la particule dans le vide est donné par la relation :

$$\rho = \frac{d^2 + x^2}{2\,(x \sin \psi - d \cos \psi)}$$

Cette relation, obtenue par un calcul de géométrie élémentaire, est valable dans l'hypothèse où la trajectoire est plane. Connaissant ρ on peut calculer la quantité de mouvement de la particule :

$$p = Z\, e\, B\, \rho$$

où Z est le numéro atomique du nuclide éjecté,
B est le champ magnétique,
ρ est le rayon de courbure et e la charge de l'électron.

Si l'on exprime p en MeV/c, B en KG et ρ en cm on obtient :

$$p\ (\frac{MeV}{c}) = 0.3\ ZB\rho$$

La dernière relation, si elle permet de mesurer l'impulsion de la particule, ne permet pas son identification puisqu'il est nécessaire pour cela de disposer d'une deuxième mesure de l'énergie. Nous utilisons alors la relation parcours-énergie donnée par BARKAS (98)

$$R_{\mu m} = 10.78\ M^{-0,724}\ E^{1,724}\ Z^{-2}$$

Pour une particule non relativiste, on peut éliminer l'énergie cinétique $T = p^2/2\ M$ entre les deux expressions précédentes, ce qui amène à la relation :

$$Q = \frac{M^{2,45}}{Z^{1,45}} = K \cdot B_{KG}^{3,45} \cdot \frac{\rho_{cm}^{3,45}}{R_{(\mu m)}}$$

K est un coefficient numérique et $R_{(\mu m)}$ est le parcours résiduel dans l'émulsion, en microns. Le tableau ci-dessous donne les valeurs théoriques du coefficient d'identification Q :

p	d	t	^3_2He	^4_2He
1	5,4	15	5,4	11

Seuls, le deuton et l'hélium 3 ne sont pas séparables par cette méthode. Nous aurons alors recours à des mesures d'ionisation pour séparer complètement les cinq types de particules.

§ II - *Description du dispositif expérimental*

La figure 37-a indique l'emplacement du faisceau de protons e_2 par rapport à l'ensemble des faisceaux éjectés du P.S. au CERN. Les caractéristiques principales du faisceau étaient les suivantes :

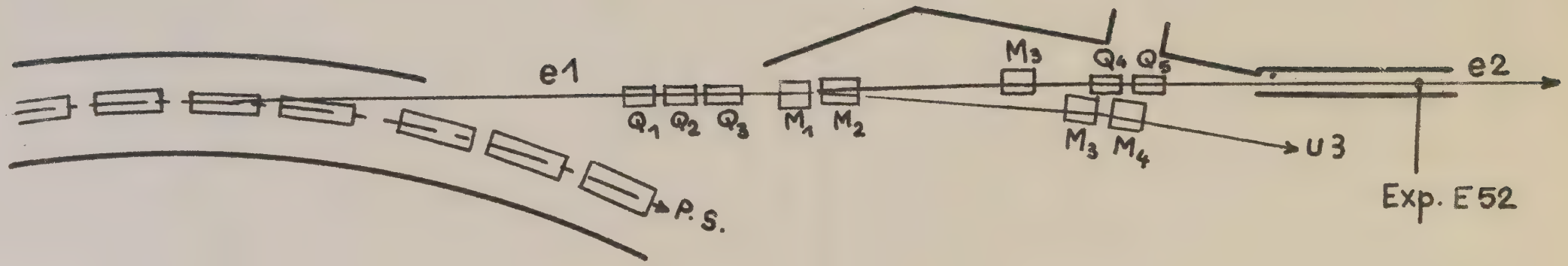


FIG 37a - EJECTION DU FAISCEAU e2

Energie cinétique des protons	19,6 GeV
Intensité	$1,4 \times 10^{11}$ protons/pulse
Divergence angulaire	< 2 mrad.

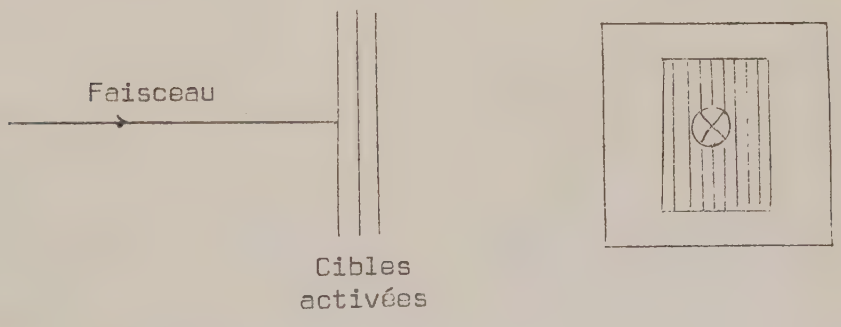
Pour des raisons liées à la faible valeur des sections efficaces d'éjection de fragments légers rapides, la distance d ne devait pas excéder 15 à 20 cm. Il était donc nécessaire d'effectuer une mesure du profil du faisceau afin de déterminer le nombre de particules constituant le halo et pénétrant dans les émulsions. Cette mesure a été effectuée au CERN (99) et est décrite dans le § (A) suivant. (99) DOCUMENT NP. J.P. ALARD et A. CORDAILLAT.

A) Mesure du profil du faisceau

Deux techniques ont été utilisées :

* Mesure de l'activité induite par des protons de 20 GeV dans une feuille d'aluminium, grâce à la réaction $^{27}Al(p,4n)^{24}Na^{*}$. L'activité du $^{24}Na^{*}$ formé a été mesurée par comptage β (profil) et par comptage γ (flux total). Cette méthode est utilisée pour la partie centrale du faisceau.

La cible activée est constituée par un empilement de trois feuilles d'aluminium, afin de compenser les effets de perte de comptage dus aux reculs du $^{24}Na^{*}$ formé. La feuille centrale est donc utilisée pour la mesure du flux total et les deux feuilles extérieures permettent la mesure du profil. La zone centrale des cibles extérieures est découpée en lanières de 2 mm, dont l'activité β est mesurée à l'aide d'un compteur étalonné.



* Utilisation d'émulsions nucléaires Ilford K5 de 50 µm d'épaisseur (régions éloignées de l'axe). Le profil est déterminé par comptage de traces. Les deux domaines de mesure se recoupent afin d'adapter les deux courbes obtenues l'une à l'autre.

Résultats obtenus

La figure 37-b montre le profil horizontal et vertical du faisceau. L'intensité est réduite d'un facteur 10 à 1 cm environ ; le faisceau est légèrement dissymétrique dans le plan horizontal.

A une distance de 15 cm de l'axe, l'intensité est réduite d'un facteur 10^{-6}. Pour une irradiation totale de 10^{14} protons, ceci représente 10^{8} particules/cm^2 au niveau des émulsions, c'est-à-dire à la limite d'utilisation d'émulsions du type K0 - K1 - K2. Il s'avérait donc nécessaire de réduire en intensité le halo du faisceau.

A cet effet nous avons placé devant la chambre à vide un collimateur de plomb dont l'épaisseur (150 cm) a été évaluée à partir des calculs de J. RANFT (100) concernant les cascades internucléaires dans les matériaux de protection. Sur la figure on a représenté l'intensité du halo après la collimation. Un facteur 10^3 a été gagné à 15 cm, et un facteur 50 à 10 cm. Les intensités dans les émulsions sont ainsi ramenées à 2×10^5 particules.cm^{-2} au maximum.

B) Mesure du champ magnétique

Le champ magnétique utilisé pour la courbure de la trajectoire des particules dans le vide, avait pour valeur 1,22 Tesla au centre de la chambre. Nous avons établi la carte du champ au moyen d'une sonde à effet Hall. La tension de Hall était mesurée au moyen d'un voltmètre relié à une imprimante, la position de la plaque de Hall était réglée automatiquement et les mesures de champ ont été effectuées tous les cm (101).

L'épaisseur de l'entrefer était de 17 cm et le courant réglé à 700 Ampères.

La figure 38 montre la carte de champ obtenue. Sur les figures 38, 39, 40 on a représenté le profil du champ magnétique. Ce dernier est parfaitement homogène dans une zone de (80 x 40) cm^2. (inhomogénéités < 1 %). Ce dernier point est très important par suite du terme en $B^{3,445}$ dans l'expression du coefficient d'identification Q.

C) Dispositif expérimental

La figure 41 montre la disposition de l'ensemble de l'expérience. Le faisceau, issu du tube à vide T, traverse le collimateur C de section 75 x 50 mm^2, de longueur 1500 mm, et pénètre dans la chambre à vide.

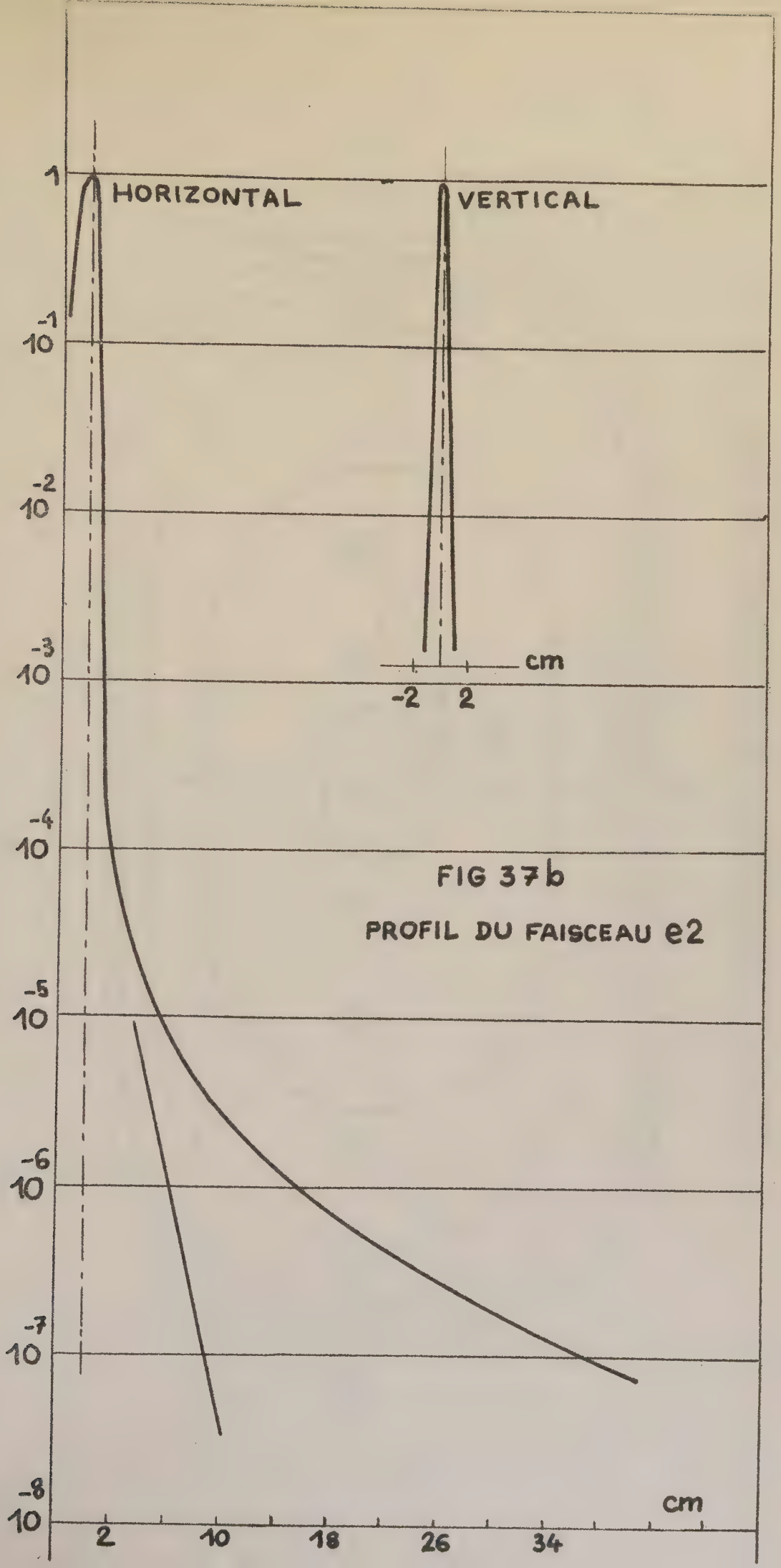
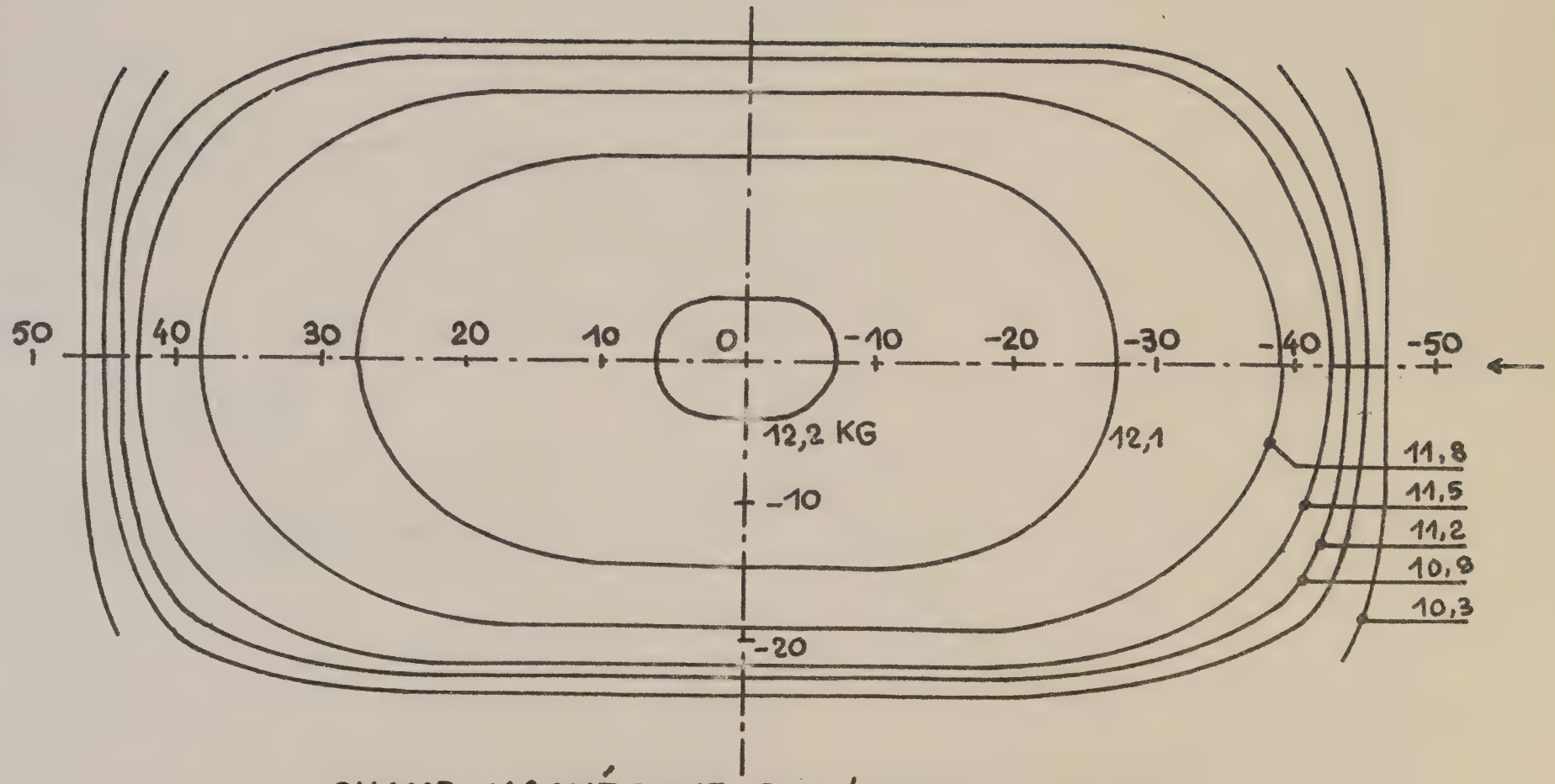


FIG 37b

PROFIL DU FAISCEAU e2





CHAMP MAGNÉTIQUE DE L'AIMANT NP 103

FIG 38



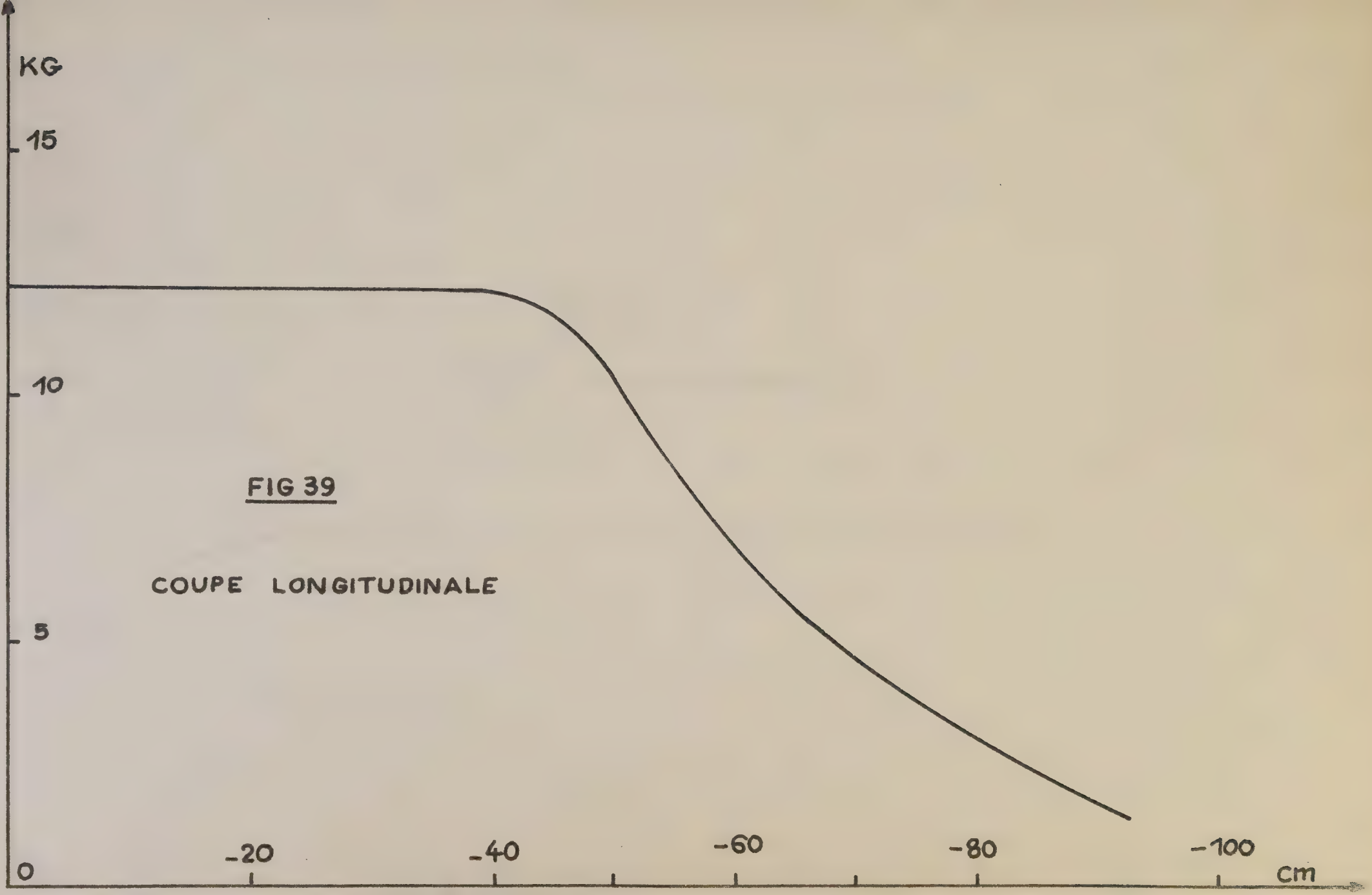


FIG 39

COUPE LONGITUDINALE

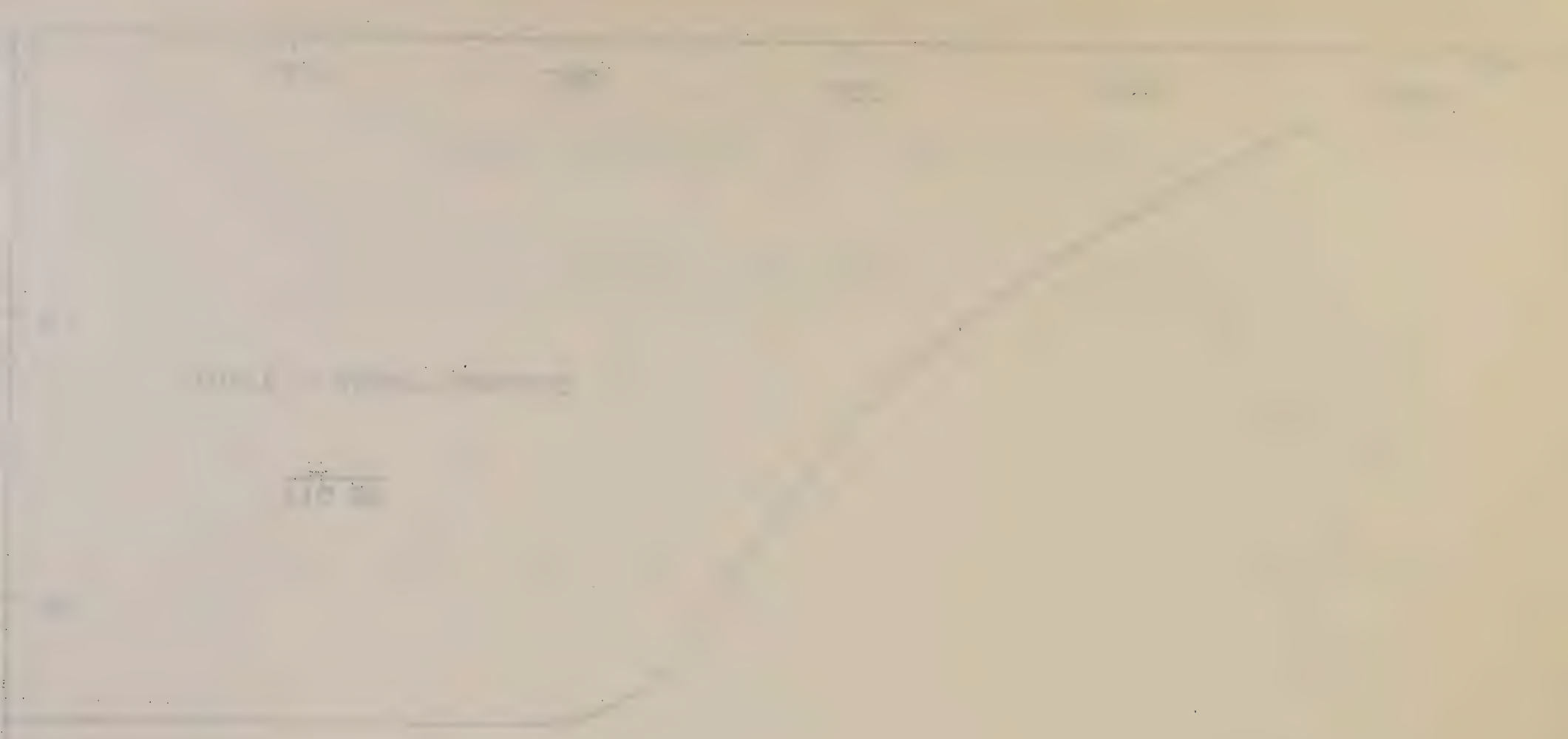
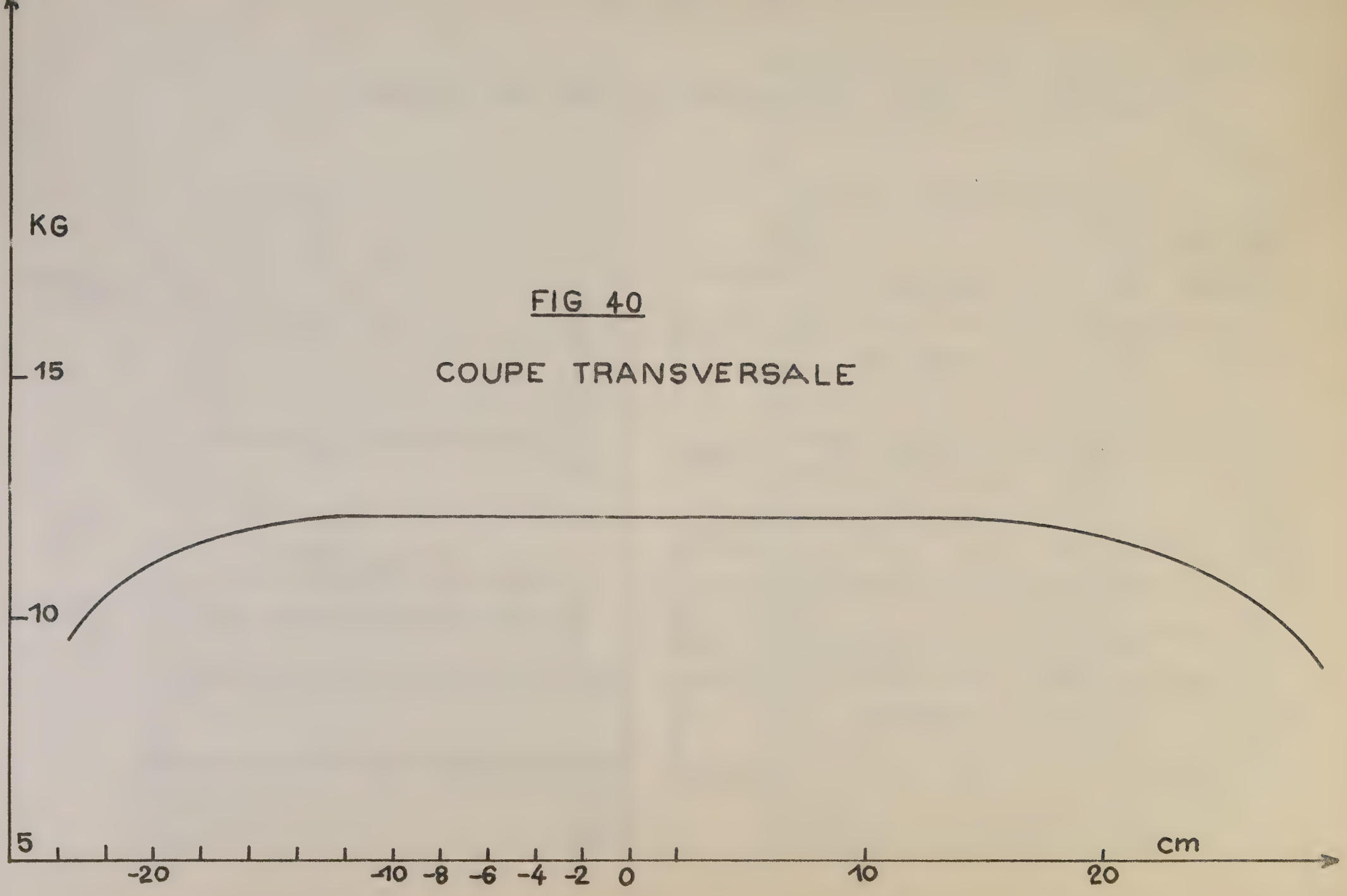


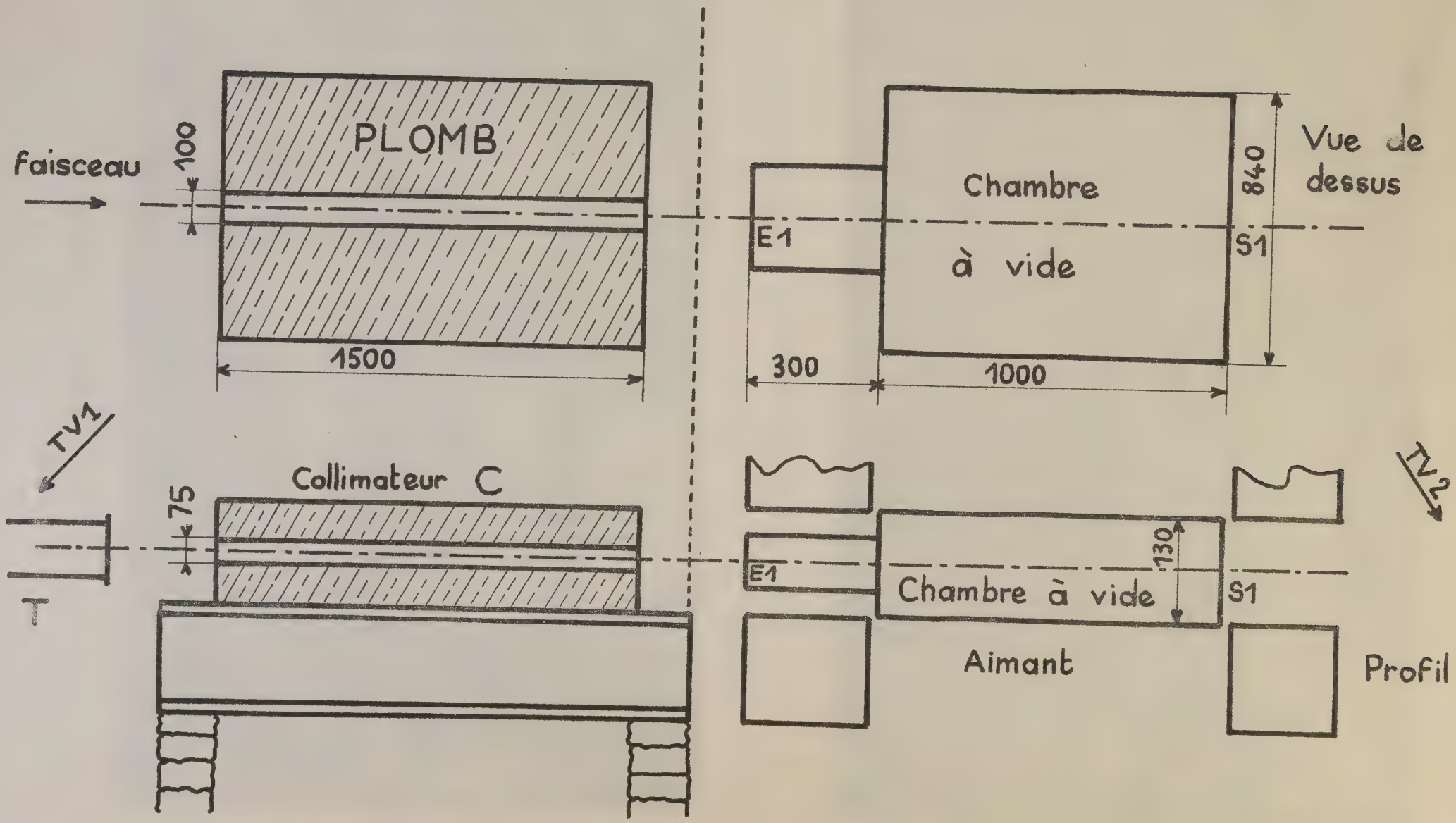
FIG 40

COUPE TRANSVERSALE

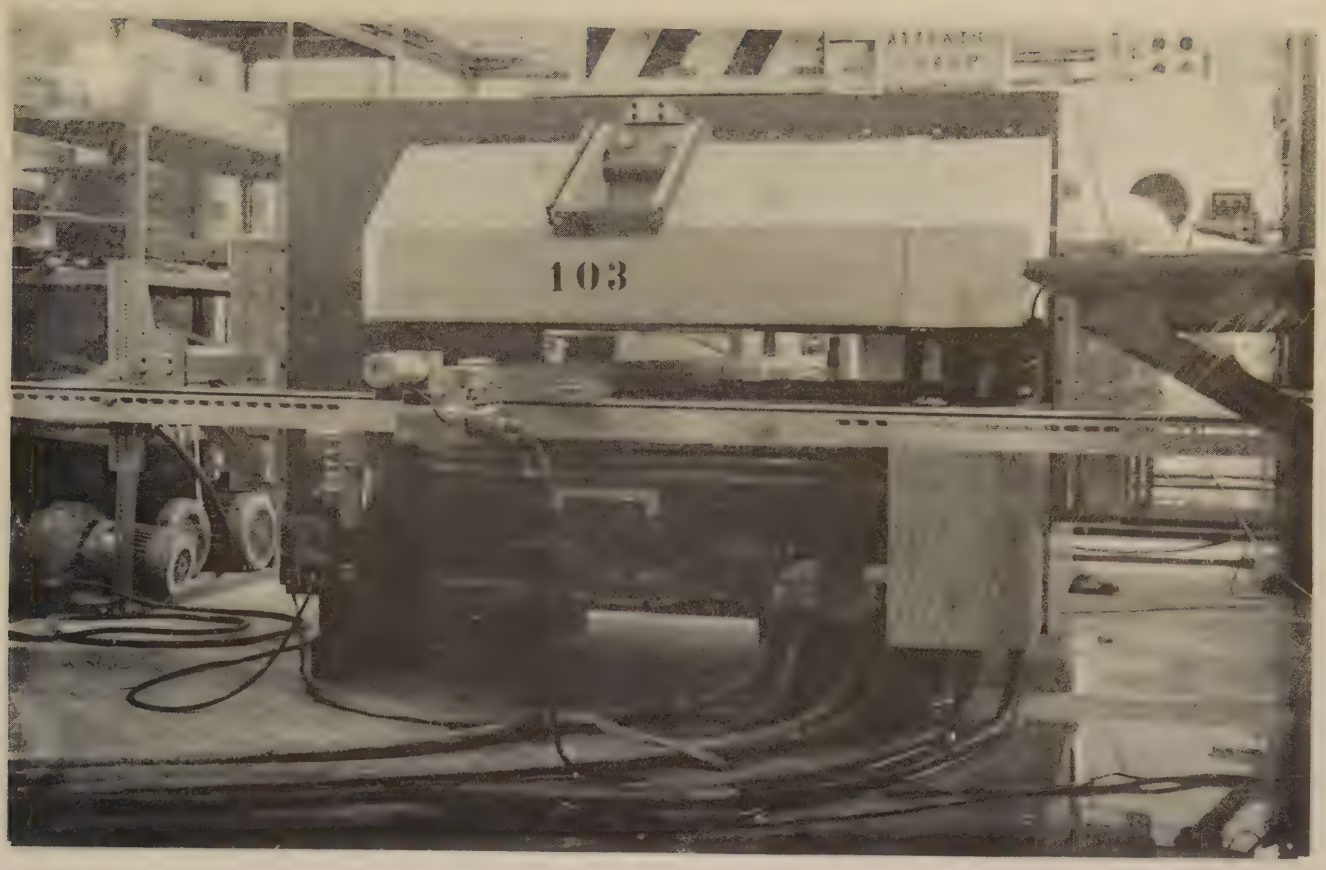


DISPOSITION DE L'EXPÉRIENCE E 52

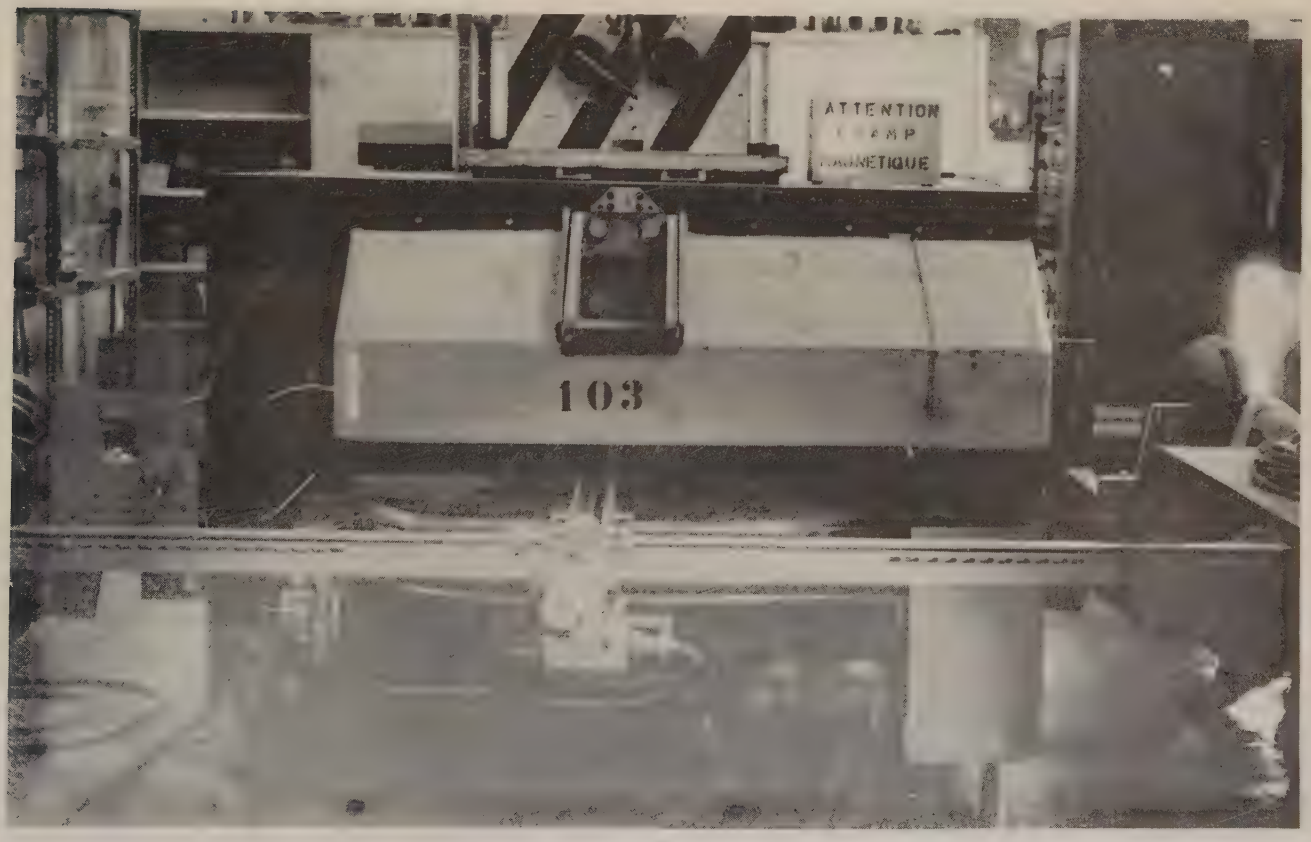
FIG 41







Mesure du champ magnétique



Installation de la sonde à effet Hall

Cette dernière est réalisée en aluminium d'épaisseur 20 mm, les fenêtres d'entrée E_1 et de sortie S_1 ayant pour épaisseurs respectives 50µm et 300 µm. La fig.42 donne le détail de la chambre à vide. Les émulsions utilisées ont pour dimensions 200 mm x 25 mm x 600µm et sont inclinées de 8° par rapport au plan horizontal. La longueur maximale des traces arrivant normalement à l'axe du faisceau (ψ = 90°) est alors de 4 300µm.

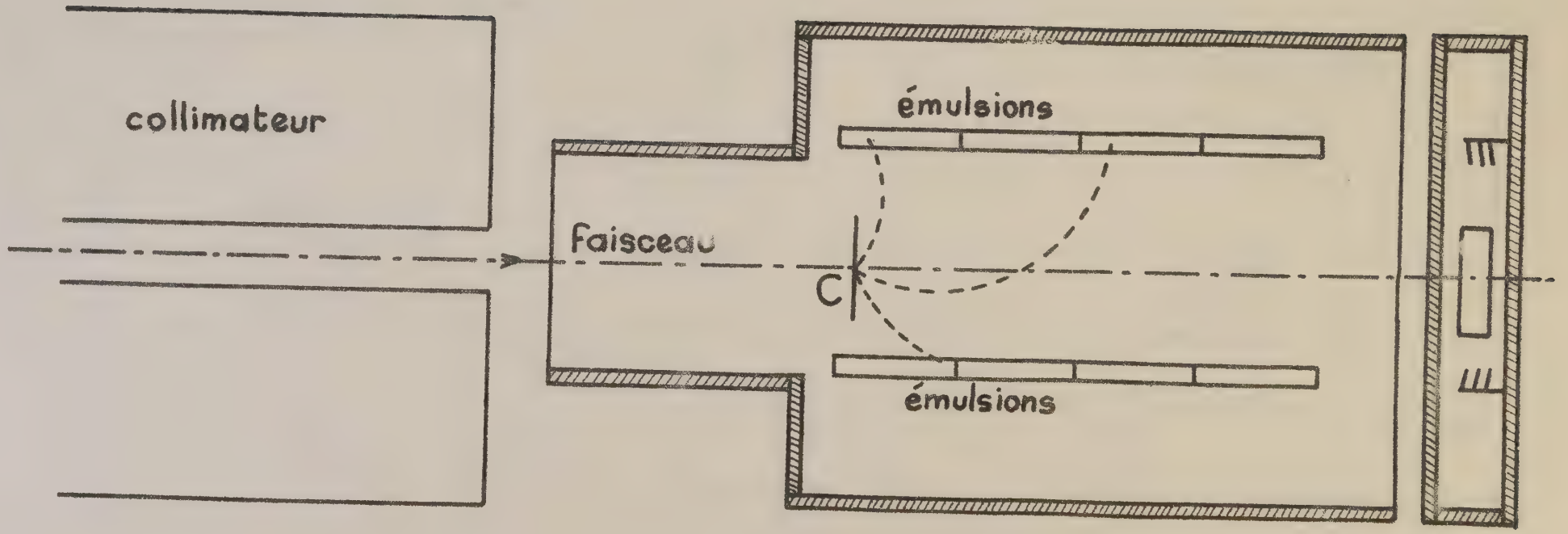
Deux caméras TV_1 et TV_2 (fig 41) permettent d'observer sur des écrans de sulfure de zinc la "trace" du faisceau. On peut ainsi vérifier le positionnement du point de focalisation du faisceau, par mesure des largeurs des taches observées.

Développement des émulsions

Les émulsions ont été développées au Laboratoire de physique Corpusculaire de Strasbourg-Cronenbourg.

Le tableau ci-contre indique la méthode de développement utilisée pour l'ensemble des émulsions K_o, K_1, K_2.

FIG 42



CHAMBRE A VIDE E 52

OPERATION	COMPOSITION DU BAIN	DUREE	TEMPERATURE
Imprégnation(1)	H_2O + 5% Agepon	3 h	5° C
Imprégnation(2)	Révélateur : Acide borique 20g SO_3Na_2 10g KBr 0,6g Amidol 1g H_2O 1000cm^3	3 h	5° C
Montée en température	-	10 mn	5° → 18°
Stade chaud mouillé	-	30 mn	18° C
Descente en température	-	20 mn	18° → 5°
Arrêt du développement	Bain d'arrêt (acide acétique 5 cm^3 dans 1000 cm^3 eau)	15 mn	10°
Fixage	Fixateur acide	72 h	10°
Dilution (1)	-	12 h	10 °
Dilution (2)	-	12 h	10 °
Plastifiant	H_2O + 5% glycérine	16 h	10 °
Séchage	Alcool 20% + 5% glycer. 40% + 5% 60% + 5% 80% + 5% Air	3 h 3 h 3 h 3 h 48 h	10 ° 10 ° 10 ° 10 °

§ III - Etude méthodologique et résolution en identification

L'étude préliminaire de la géométrie de l'expérience montre que les particules issues de la fenêtre d'entrée sont d'autant plus séparées de celles issues de la cible que la zone de mesure se trouve plus proche du point-cible. Ceci a pu être vérifié expérimentalement : à cet effet, nous avons mesuré l'angle d'entrée des traces, en projection horizontale, dans diverses zones.

La figure (43-a) montre cette distribution de l'angle ϕ pour une zone située à la distance x = 100 ± 5 mm de la cible. On distingue très bien les traces issues de la fenêtre d'entrée de celles issues de la cible.

La figure (43-b) montre la même distribution de l'angle ϕ pour une zone située à la distance x = 300 ± 5 mm de la cible. Les traces issues de la fenêtre d'entrée ne sont plus discernables.

Un critère de sélection sur l'angle ϕ seul est donc insuffisant pour éliminer les traces parasites. D'autre part, ce critère ne permet pas à lui seul d'éliminer les traces provenant des interactions avec les parois de la chambre à vide et les supports d'émulsion.

Nous donnons également, figure (44), la distribution de δ l'angle (angle en profondeur). Le pic observé pour les valeurs comprises entre 7 et 8 degrés correspond à l'angle d'inclinaison du plan de l'émulsion par rapport au plan horizontal.

Choix de la sensibilité des émulsions

Le tableau ci-dessous établi une comparaison entre les divers types d'émulsions exposées.

Emulsion	Bruit de fond (grains)	traces
K_0	Pratiquement nul	fragments de $Z \leq 2$ non visibles
K_2	faible	visibles sauf protons d'énergie > 30MeV α d'énergie >150MeV
$K_0 + K_5$ (80% de K_0) (50% de K_0)	Important	traces visibles mais toutes identiques (mesures d'ionisation impossibles)
K_5	Emulsions noires	densité de traces et d'étoiles trop importante

Finalement, les émulsions du type K_2 ont été retenues pour l'identification des traces et l'analyse des spectres énergétiques.

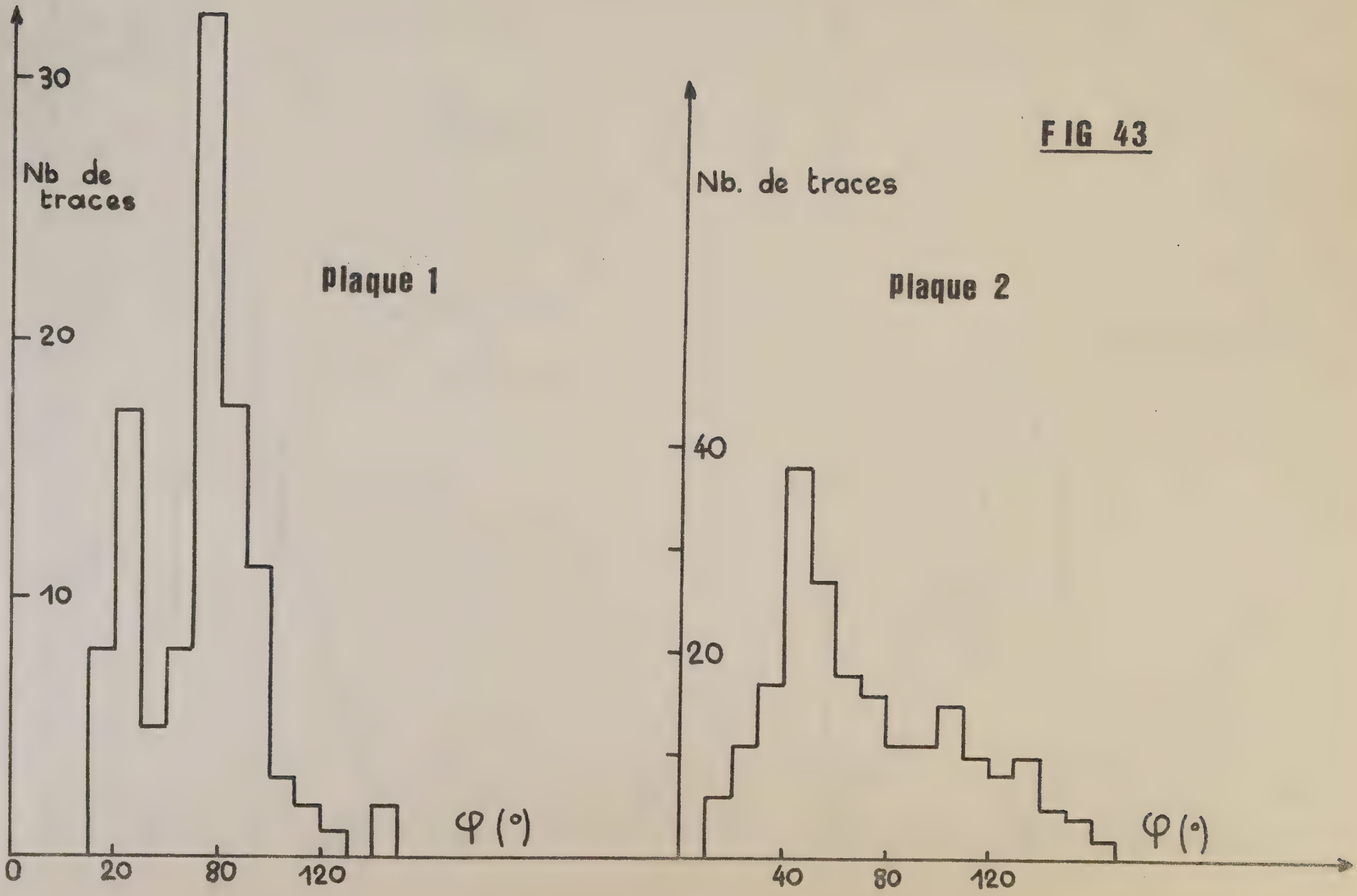
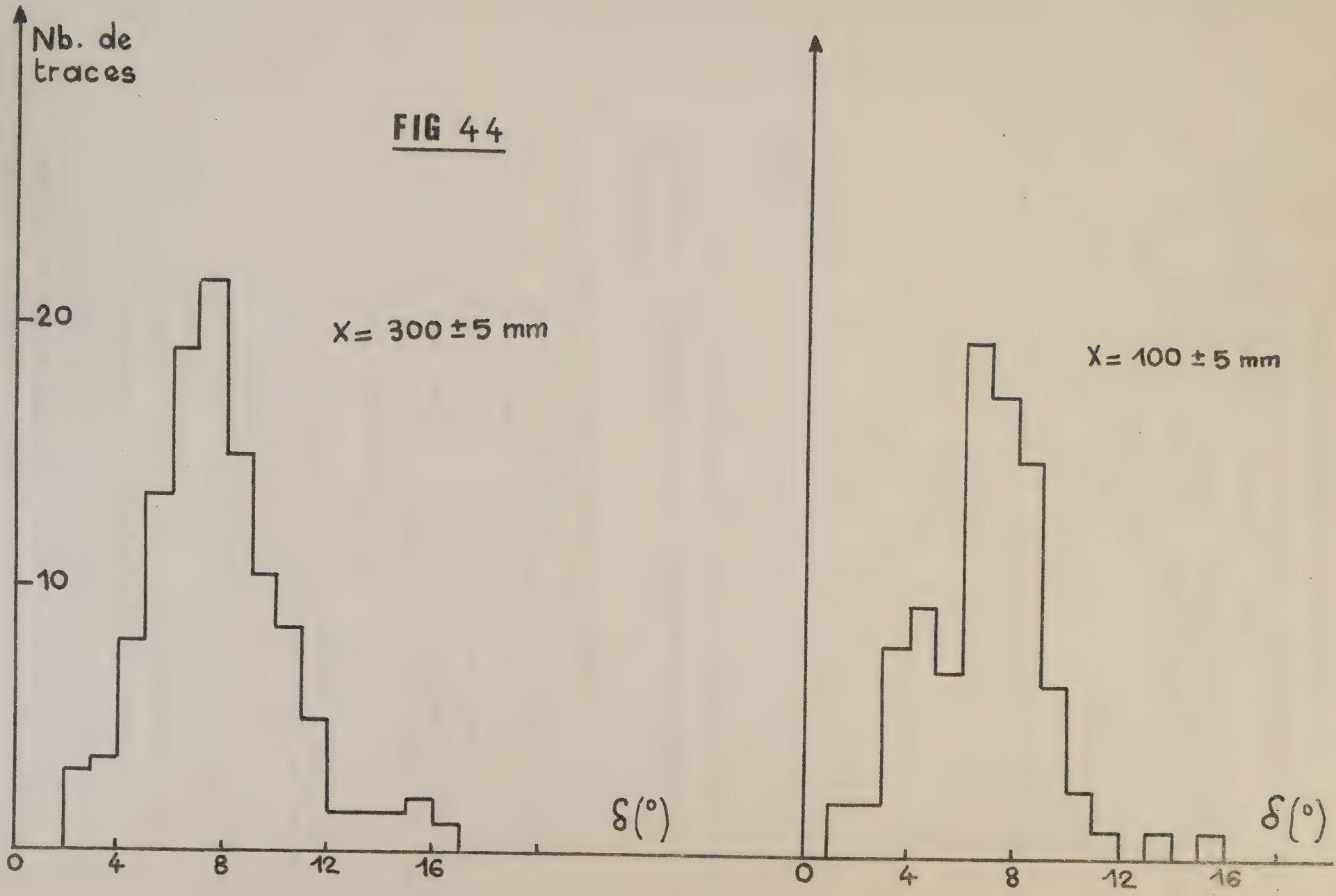

Nb de traces
30
20
10
Plaque 1
φ (°)
0
20
80
120
Nb. de traces
40
20
Plaque 2
φ (°)
40
80
120

FIG 43



FIG 44

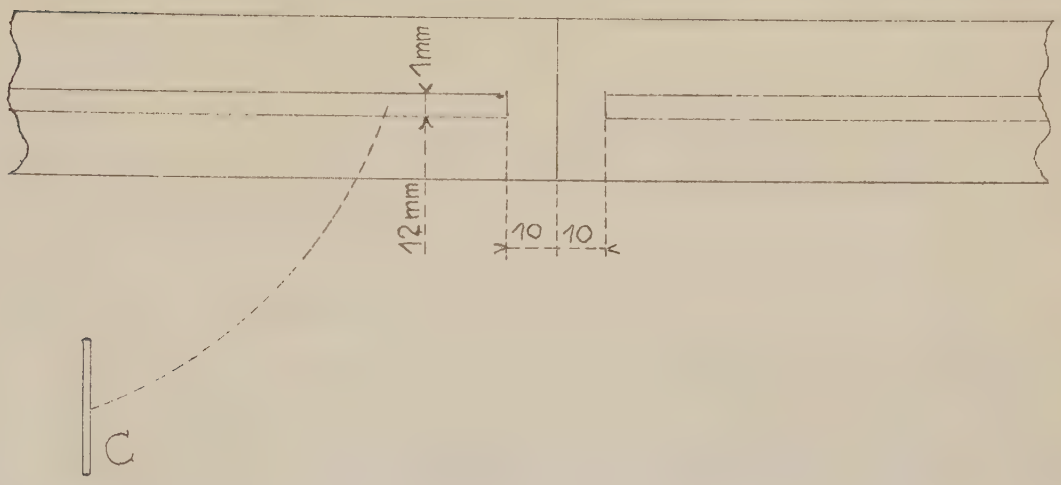




A) Critère de sélection et analyse des traces

Les mesures ont été effectuées en collaboration avec les Laboratoires de Bordeaux, Strasbourg, Valencia.

Sur un côté, une bande de largeur 1mm a été dépouillée de x = 0 à x = 600 mm, sauf près des bords des émulsions afin d'éliminer les risques de déformation (cf. fig. 44-b)



Les traces sont détectées par leur entrée à la surface de l'émulsion. La photographie montre un exemple de traces dans les émulsions K2.

Mesure de l'angle d'entrée en projection ψ

La mesure est effectuée au point d'entrée de la trace dans l'émulsion. On prend pour direction du faisceau la direction des lignes de la grille parallèles à la plus grande dimension de l'émulsion. L'angle ψ est mesuré au moyen d'un goniomètre ; la précision propre du goniomètre est très supérieure à celle imposée par les sources d'erreurs systématiques :

- alignement des supports par rapport au faisceau ;
- ajustement, lors de l'exposition, du bord de l'émulsion sur les supports ;
- parallélisme de la grille par rapport au bord des émulsions ;
- alignement de l'axe $\theta = 0$ du goniomètre par rapport au déplacement y de la platine du microscope.

Le résultat de ces différentes sources d'erreurs a été évalué à une valeur maximale de ± 1°. Cette incertitude est de toutes façons inférieure aux fluctuations apportées par la diffusion multiple.

Afin d'évaluer la contribution de cette dernière, nous utilisons la théorie de MOLIERE (126) permettant de calculer l'angle moyen de diffusion sur une cellule de longueur t :

$$\langle \delta\theta \rangle = \frac{K\sqrt{t}}{573 p\beta c}$$ où $\delta\theta$ s'exprime en radians et $p\beta$ en MeV/c (t en µm).

La constante K dépend faiblement de l'énergie (127) et est voisine de 30. La fig. 45 montre la variation de $\langle \delta\theta \rangle$ en fonction de $p\beta c$, pour t = 200 µm (condition de mesure).

La figure (46) illustre la variation de Q en fonction de $(\psi - \psi_o)$, où $\psi - \psi_o$ est l'écart expérimental observé sur la détermination de l'angle.

Mesure de x et d

Les mesures de ces deux grandeurs ont été effectuées avec une précision absolue de 0,5 mm. Dans le cas -1- de la fig.(46), pour une variation de 0,5 mm de part et d'autre de la valeur mesurée, Q varie de 0,96 à 0,98 pour Q_o = 0,97.

Dans le cas -2- on obtient une variation de 5,79 à 5,86. Il en résulte que la valeur du coefficient Q est peu sensible aux erreurs sur x et d.

Mesure du parcours R dans l'émulsion

La projection horizontale ℓ_h de la trace a été mesurée au moyen d'un micromètre oculaire de 100 divisions, associé à un objectif 53 X ; une division = 2µm. L'enfoncement Δz est mesuré au moyen d'un comparateur monté sur la platine du microscope. Le parcours étant supposé rectiligne dans l'émulsion, on a :

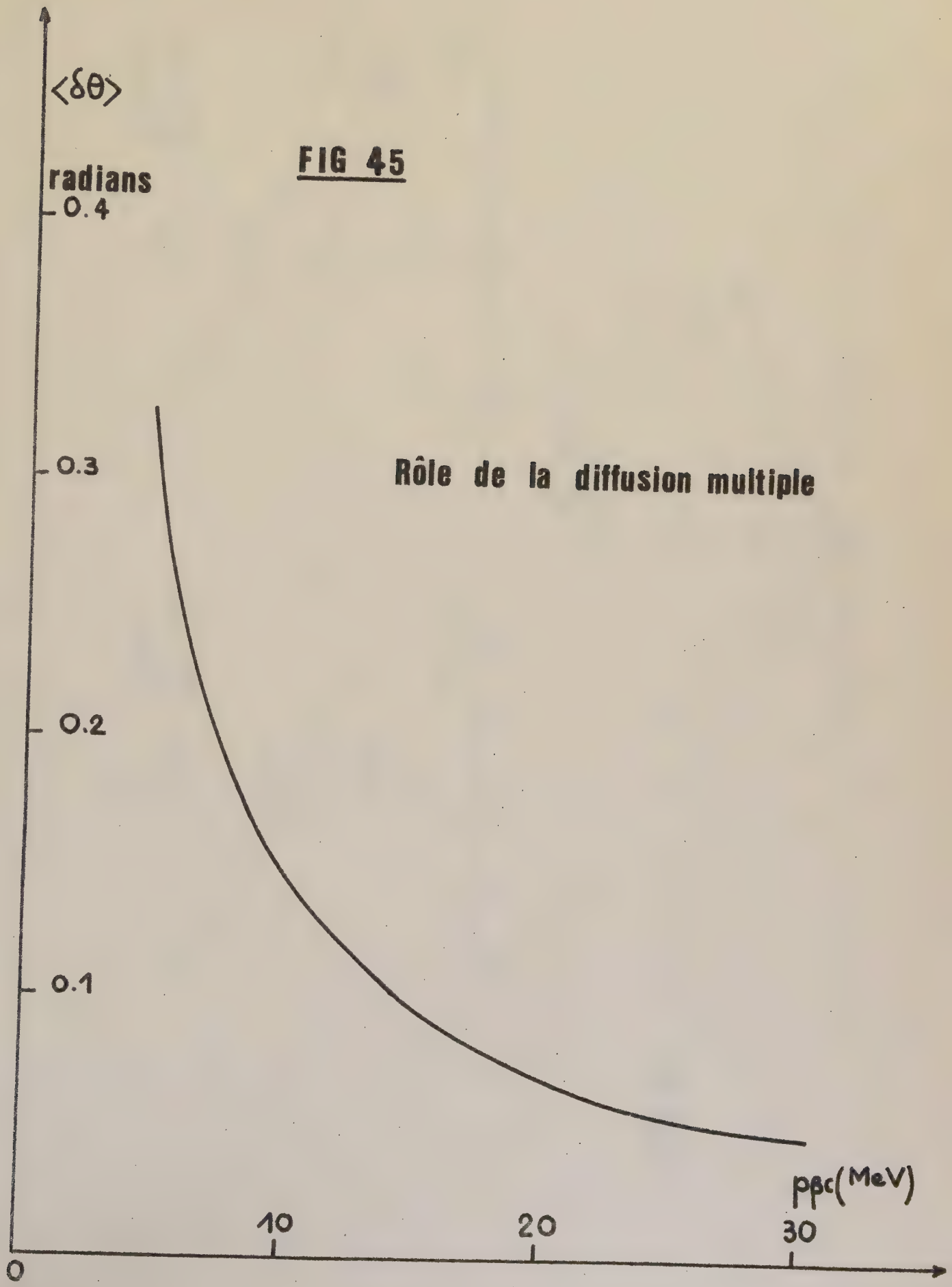
$$R = \left[(\ell_h)^2 + k^2 (\Delta_z)^2 \right]^{1/2}$$ (k : coefficient de contraction)

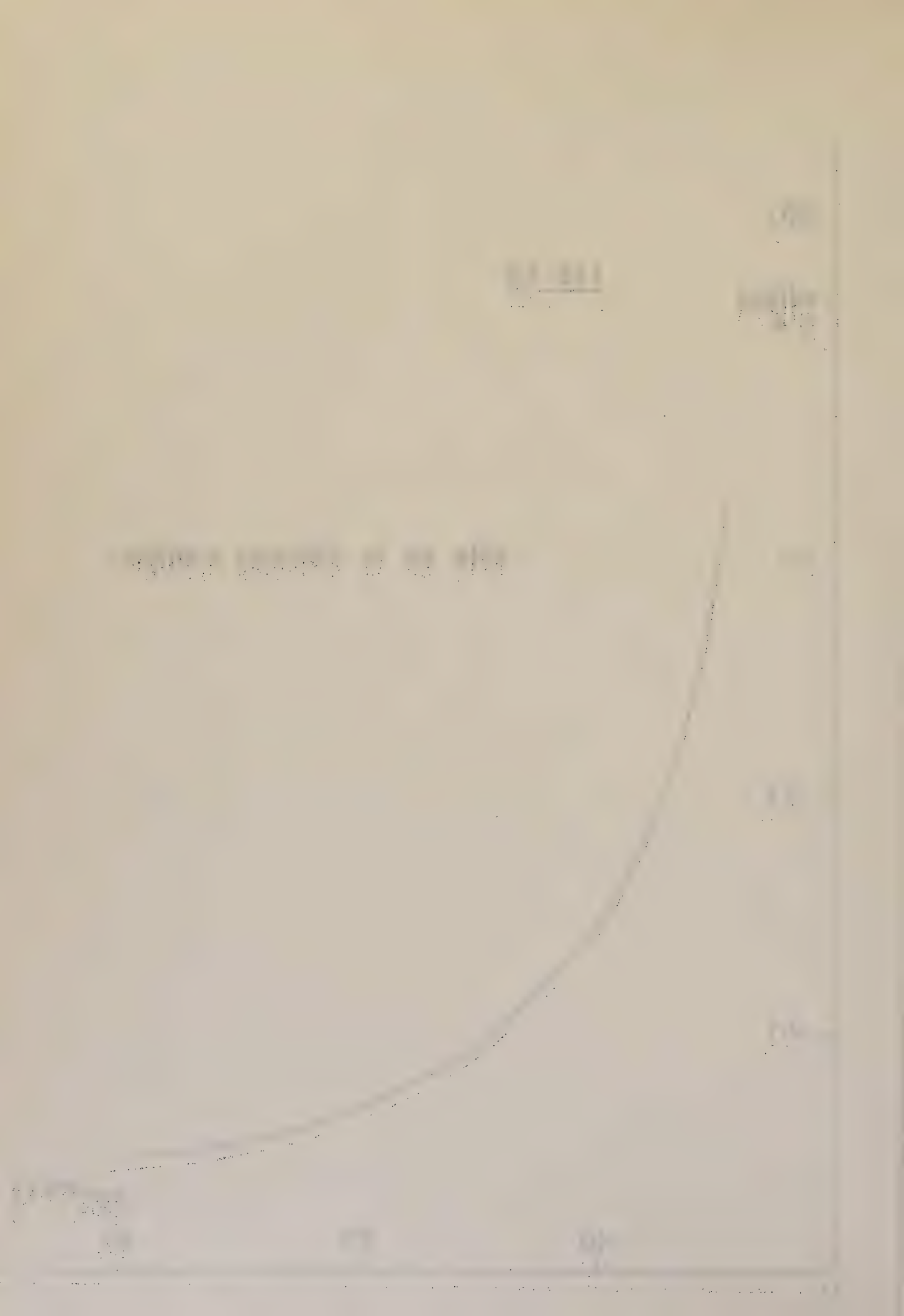
Mesures d'ionisation

La méthode du champ magnétique ne permettant pas de séparer ^3_2He et ^2_1H, une mesure supplémentaire doit être effectuée pour séparer complétement les cinq particules p, d, t, ^3He, ^4He.

Des tests ont d'abord été réalisés (128) en utilisant le comptage des grains sur les 100 derniers microns de la trace. Mais cette mesure présente un caractère subjectif : en effet, il faut apprécier la largeur d'un grain lorsqu'on mesure un amas de plusieurs grains. D'autre part, les traces correspondant aux <<charges 2 >> étaient très ionisées et le comptage de grains s'avérait très difficile.

FIG 45


⟨δθ⟩
radians
0.4
0.3
0.2
0.1
Rôle de la diffusion multiple
pβc(MeV)
10
20
30
0



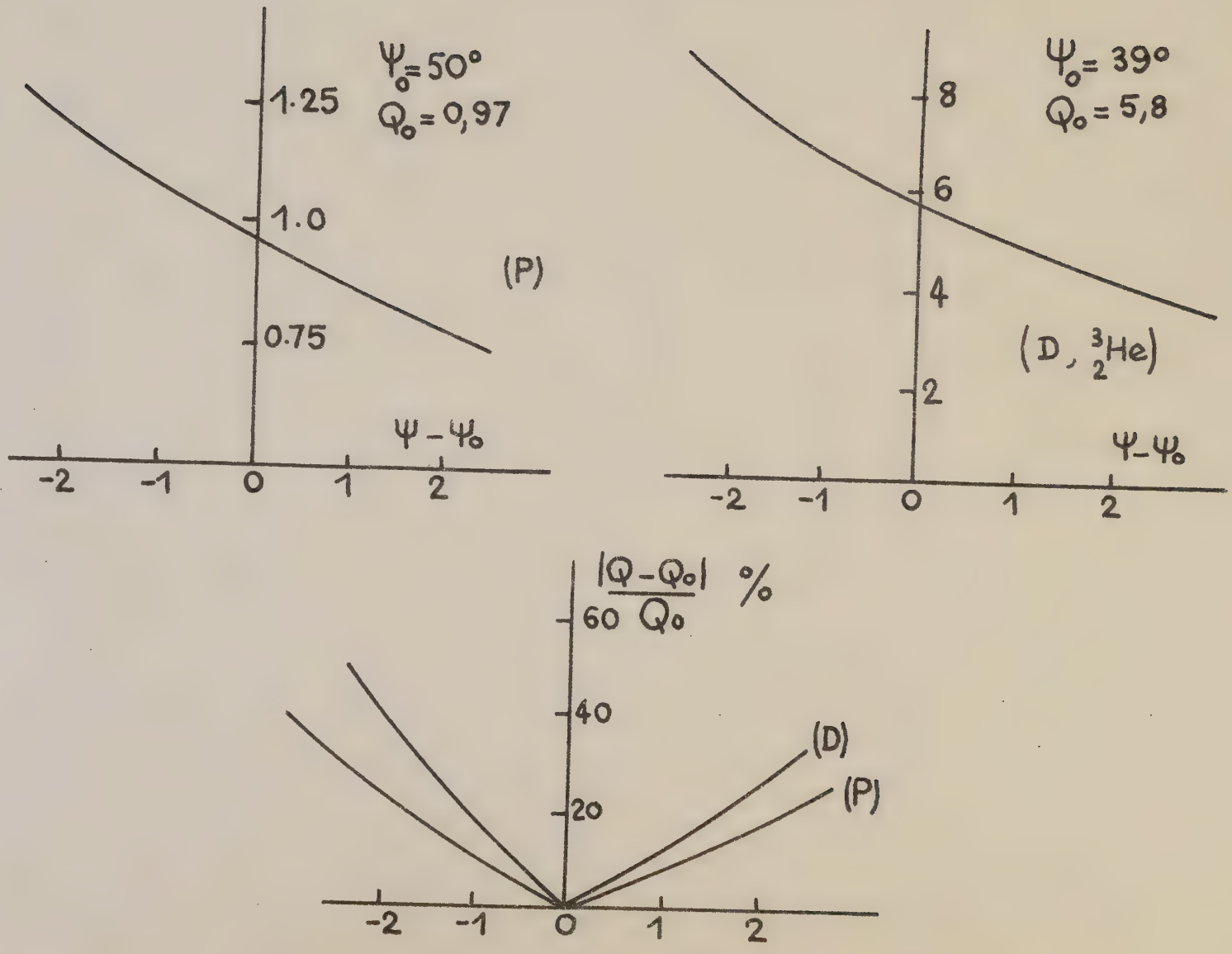

$\Psi_o = 50°$
$Q_o = 0,97$
1.25
1.0
0.75
(P)
$\Psi - \Psi_o$
-2 -1 0 1 2
$\Psi_o = 39°$
$Q_o = 5,8$
8
6
4
2
$(D, {}^3_2He)$
$\Psi - \Psi_o$
-2 -1 0 1 2
$\frac{|Q-Q_o|}{Q_o}$ %
60
40
20
(D)
(P)
-2 -1 0 1 2

FIG 46



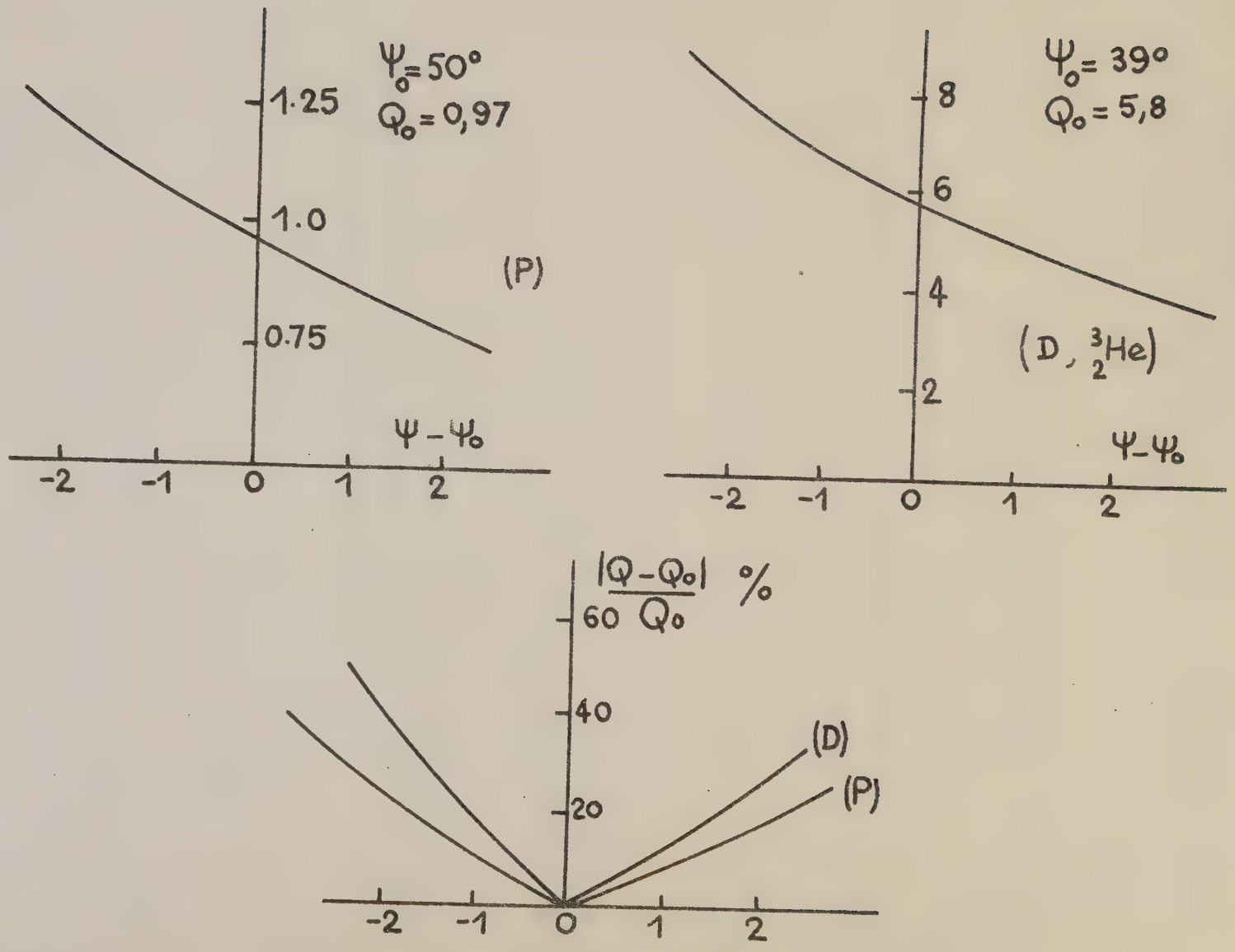

$\Psi_o = 50°$
$Q_o = 0,97$
1.25
1.0
0.75
(P)
$\Psi - \Psi_o$
-2
-1
0
1
2
$\Psi_o = 39°$
$Q_o = 5,8$
8
6
4
2
$(D, {}^3_2He)$
$\Psi - \Psi_o$
$\frac{|Q-Q_o|}{Q_o}$ %
60
40
20
(D)
(P)

FIG 46



De plus, la précision était encore diminuée par la présence dans les 30 µm près de la surface, d'un gradient de développement inversé (chute de l'ionisation près de la surface).

Nous avons préféré utiliser une mesure de lacunarité. Par lacunarité, nous entendons le rapport :

$$L = \frac{\text{longueur totale de lacunes}}{\text{longueur correspondante de la trace}}$$

Cette grandeur présente l'avantage de supprimer tout caractère subjectif et d'être bien adaptée aux émulsions K2 que nous utilisions. Sur les 100 derniers µm de la trace, nous avons donc mesuré toutes les lacunes de longueur $\geq$ 1 µm, et avons obtenu une très bonne discrimination entre les charges 1 et 2, ainsi que l'indique la figure (47). Les mesures ont été effectuées à l'objectif 100 X.

Analyse des résultats

Pour qu'une trace caractérise un fragment issu de la cible, il faut que la reconstitution géométrique de la trajectoire, à partir des données mesurées dans l'émulsion, détermine un point-cible situé dans la zone de flux maximum du faisceau.

Si d_o est la distance entre l'axe théorique du faisceau et le point d'entrée de la particule dans l'émulsion ; si d'autre part d est la distance reconstituée, on calcule :

$$\Delta = d_o - d$$

avec $d = - R \cos \psi + (R^2 \cos^2\psi + 2 Rx \sin \psi - x^2)^{1/2}$

(Les notations sont celles de la figure 37-c). La distribution des valeurs de Δ doit être centrée sur 0 et correspondre au profil horizontal du faisceau. La figure (48) montre la distribution de Δ, sur laquelle a été superposé le profil ; la distribution expérimentale est légèrement plus élargie, ce dernier phénomène correspond à l'effet de la diffusion multiple des traces dans l'émulsion (mesure de l'angle ψ).

Identification des particules

La figure (49) montre la distribution des valeurs de Q. Les protons et le groupe (d + ^{3}He) se distinguent facilement ; par contre il est difficile de séparer $^4_2$He et $^3_1$H. Le recouvrement des pics est dû à la largeur propre du faisceau, à la diffusion multiple

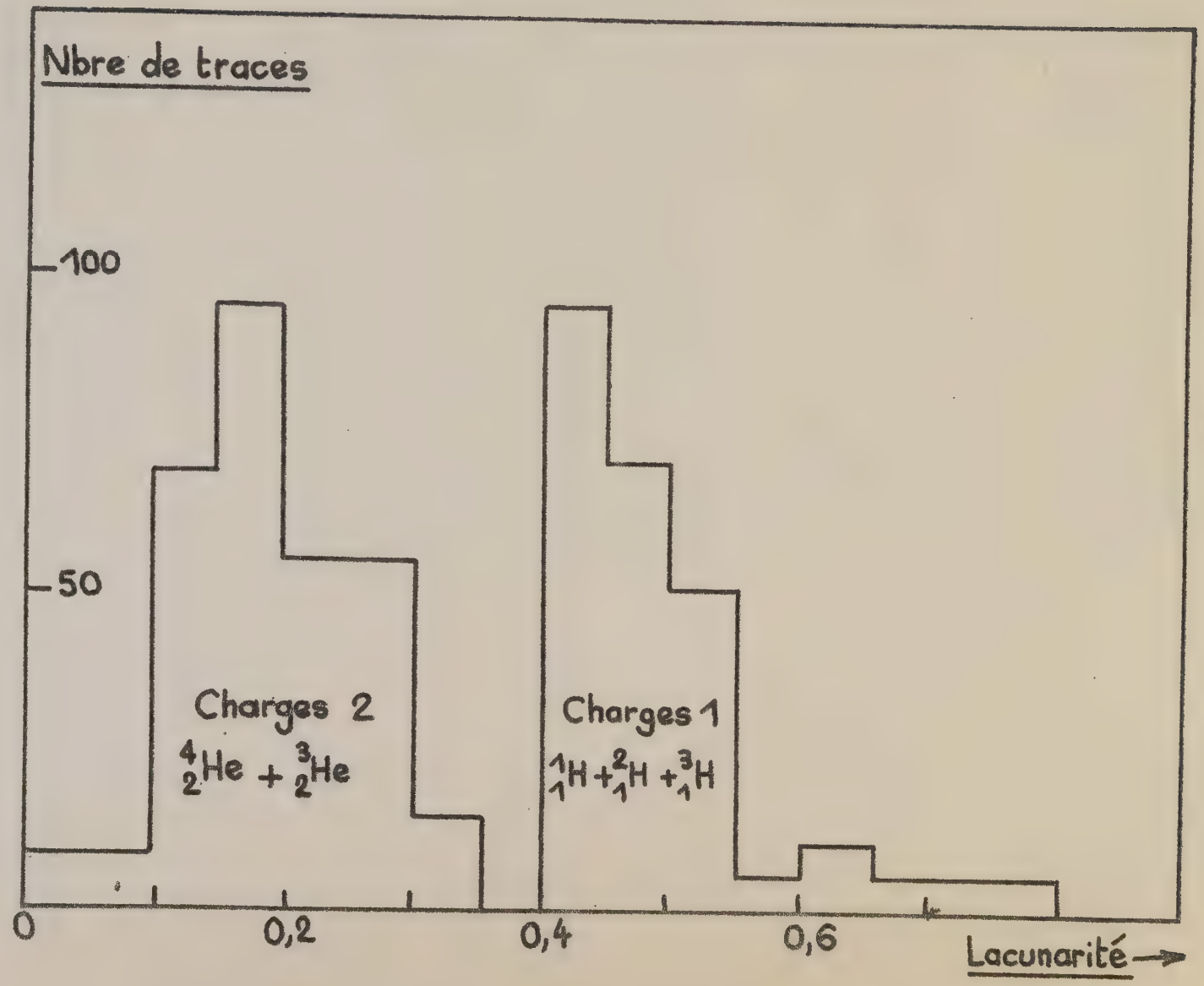
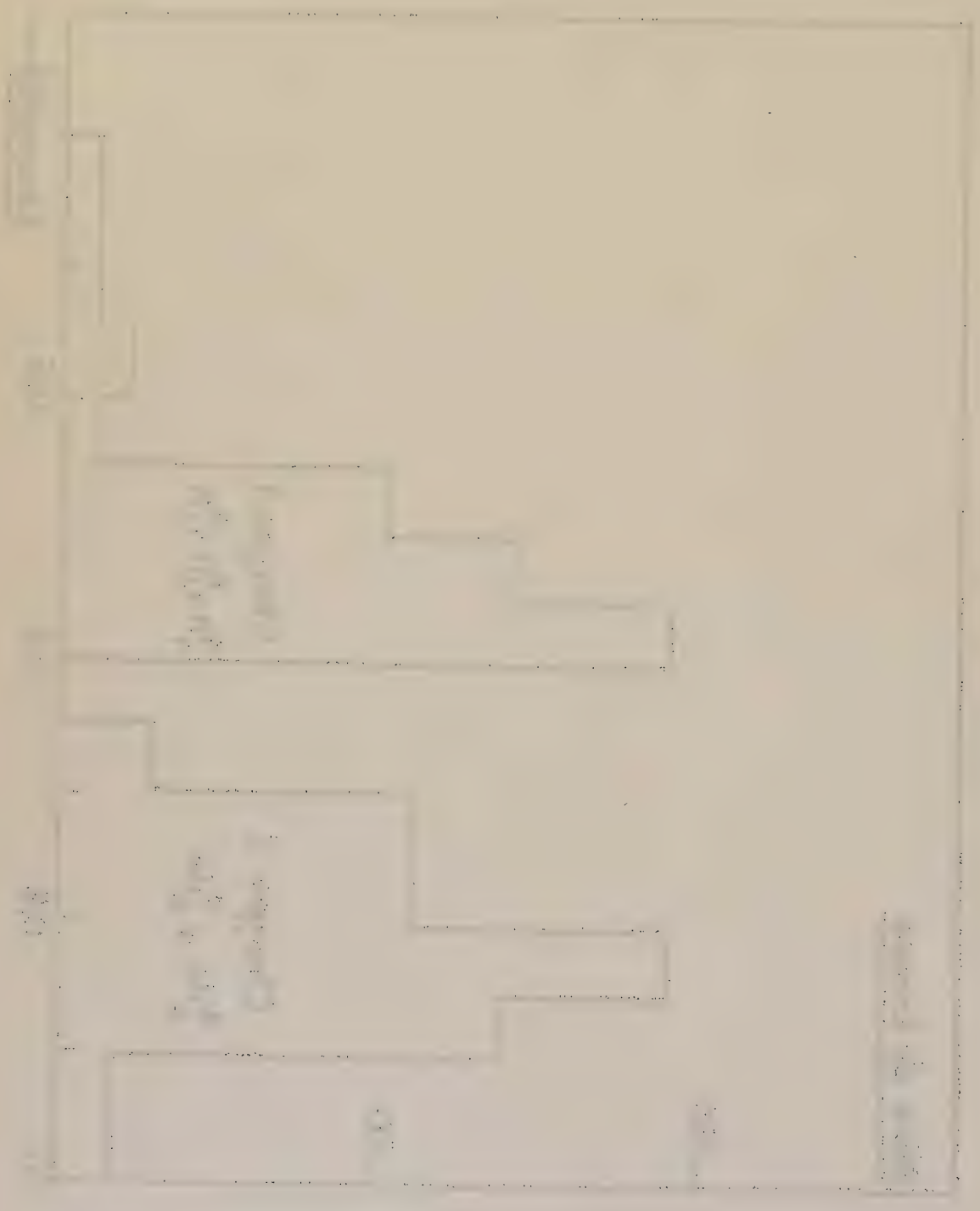
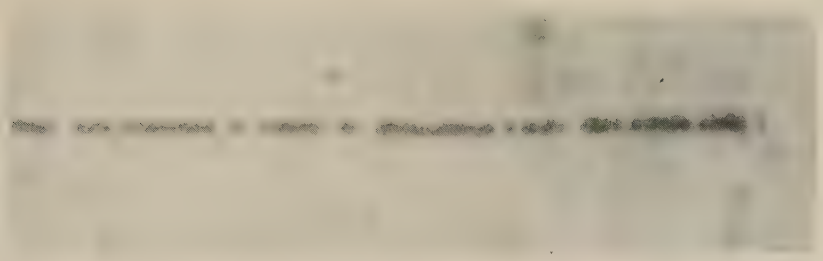
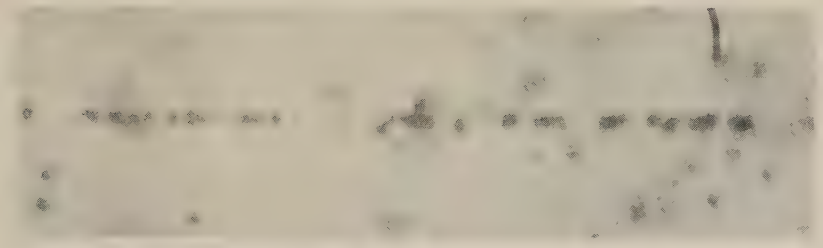

Nbre de traces
100
50
Charges 2
$^{4}_{2}He + ^{3}_{2}He$
Charges 1
$^{1}_{1}H + ^{2}_{1}H + ^{3}_{1}H$
0
0,2
0,4
0,6
Lacunarité

FIG 47

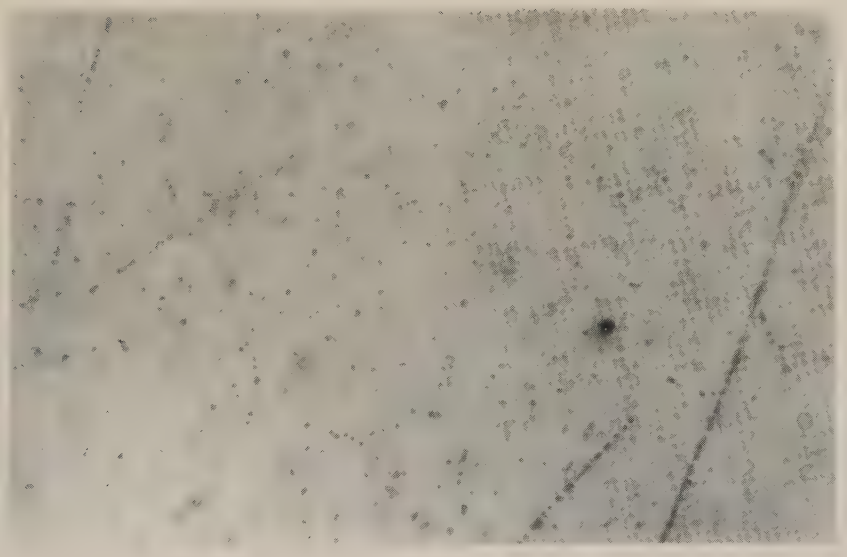




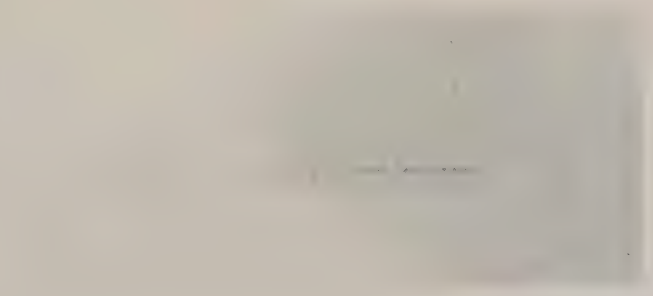
Trace de particule α en fin de parcours (émulsion Ilford K2)



Trace de proton en fin parcours (émulsion Ilford K2)



Trace de particules de charge 1 et 2 observées dans les émulsions Ilford K2



Exemple de trace entrant à la surface de l'émulsion K2

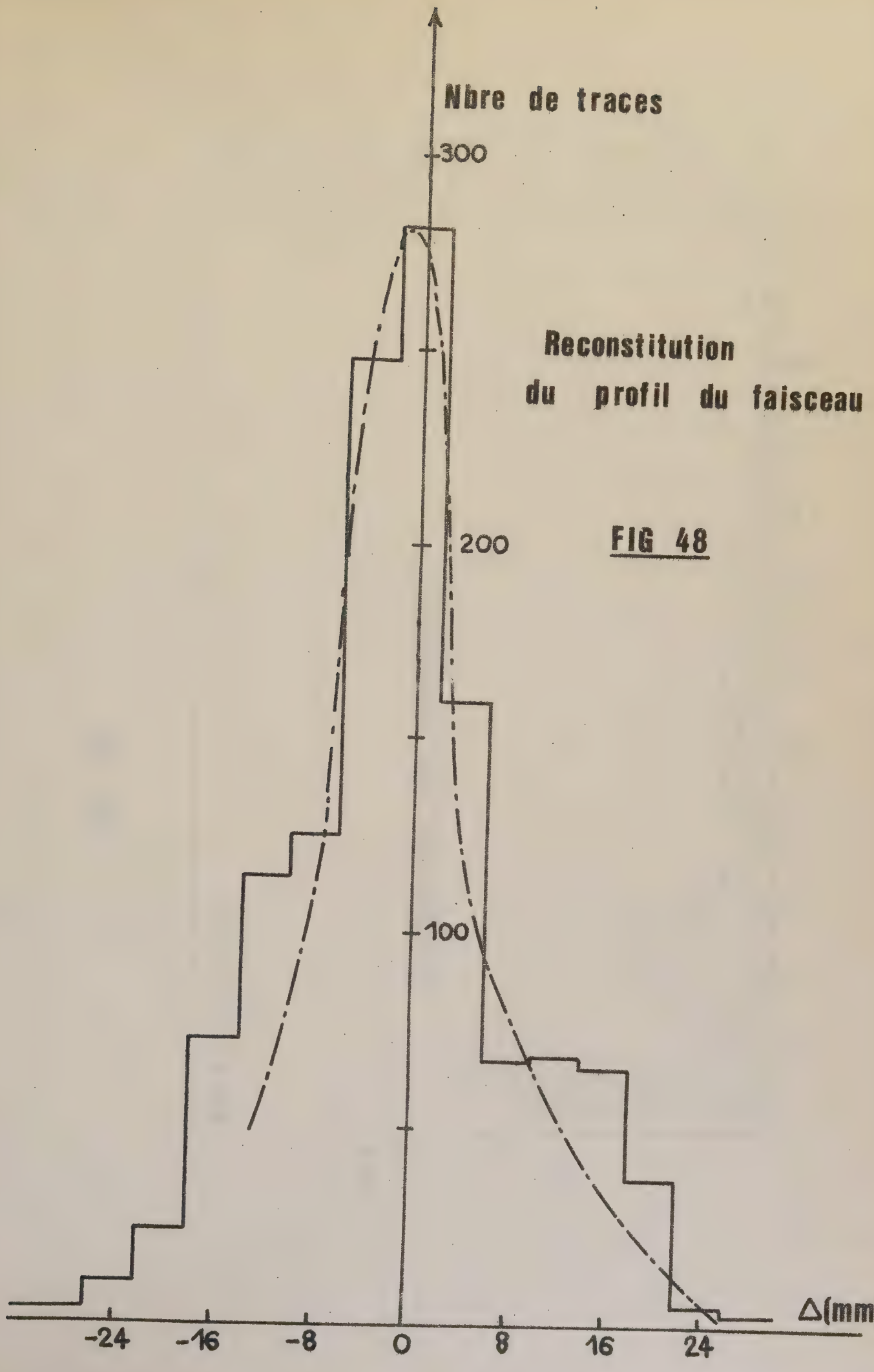
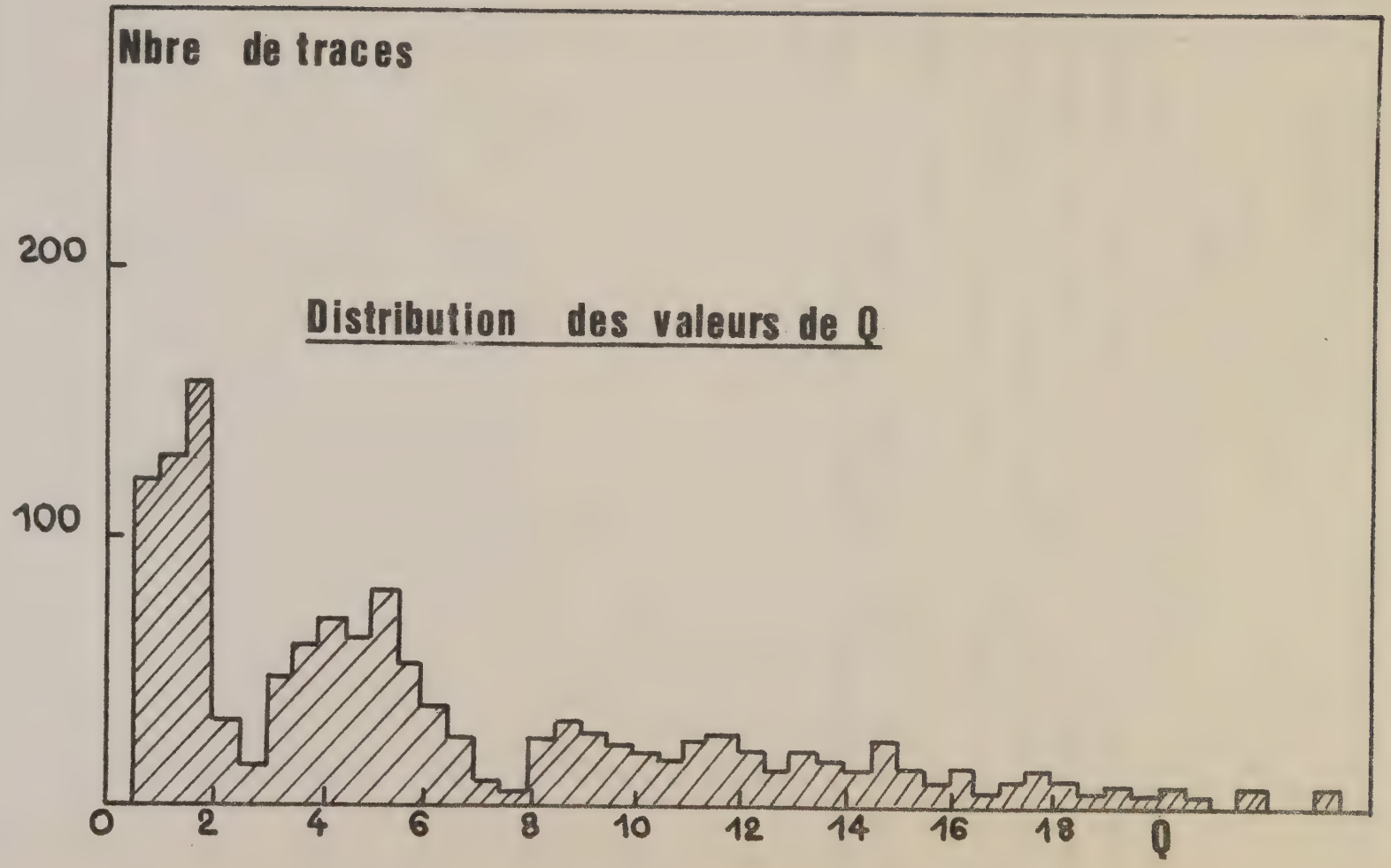

Nbre de traces
300
200
100
Reconstitution
du profil du faisceau
Δ(mm)
-24
-16
-8
0
8
16
24

FIG 48



FIG 49


Nbre de traces
200
100
Distribution des valeurs de Q
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
Q



(cf. figs 45-46) et aux erreurs sur x et d. Afin de distinguer complétement les cinq particules, nous utilisons les mesures d'ionisation qui permettent de séparer les charges 1 et 2 (cf. figure 47). L'organigramme de la fig. (50) montre le principe général adopté pour l'identification : la masse m de la particule est choisie de telle façon que le coefficient :

$$\mu = \frac{|p-p'|}{\sqrt{pp'}}$$

soit minimum ; la valeur de Δ est alors calculée, et la particule est acceptée si Δ est compris dans les limites du faisceau (90° de l'intensité correspondent à $-0{,}8\ \% \leq \Delta \leq 1{,}6$). Le critère d'ionisation détermine alors la nature définitive de la particule ; les caractéristiques du fragment sont ensuite fournies (angle d'émission, énergie, impulsion).

Sur l'ensemble des Laboratoires ayant participé à cette expérience, un total d'environ 30 000 traces identifiables a été obtenu.

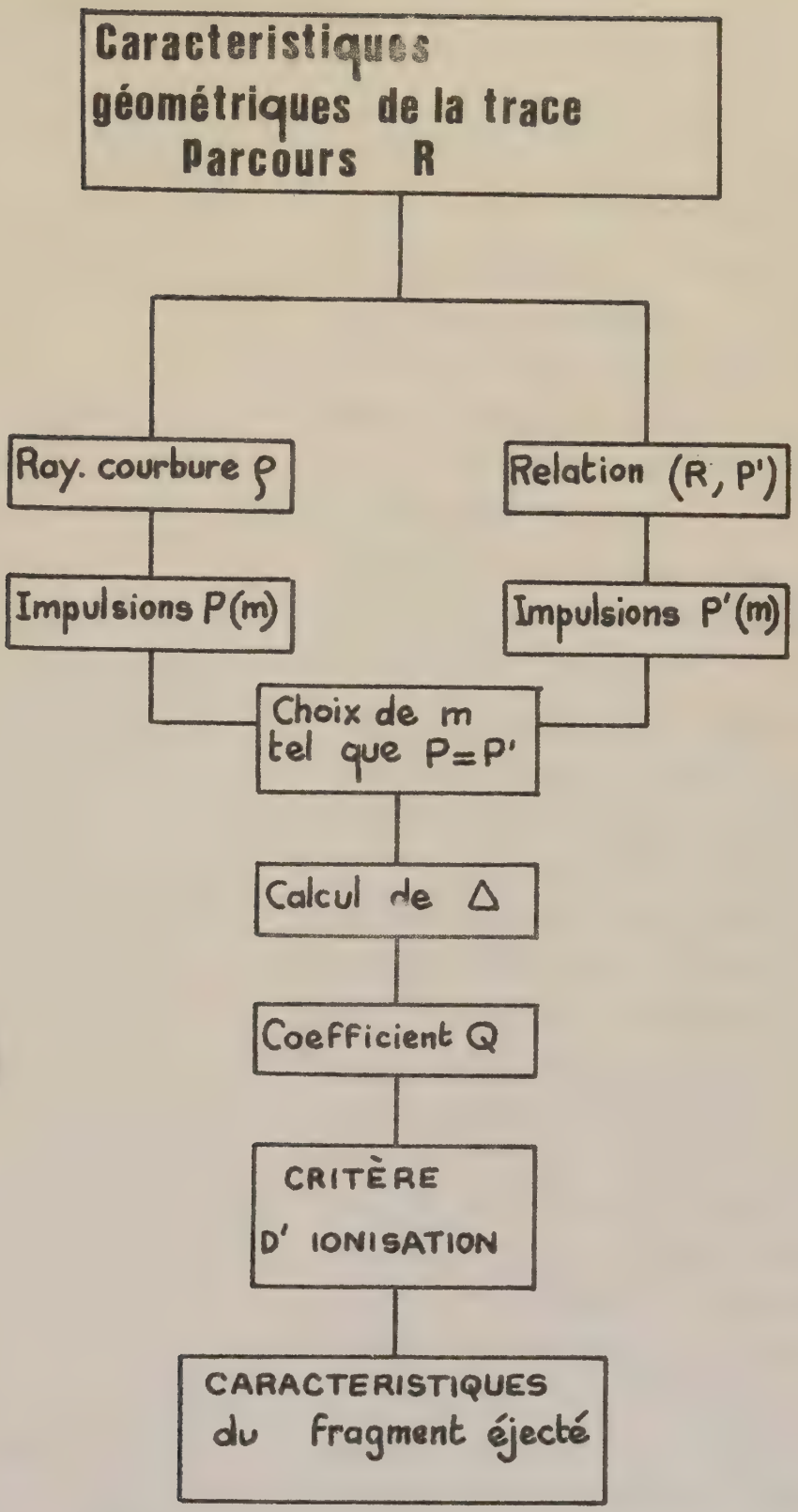


FIG 50

E 52 . ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES



§ IV - *Spectres expérimentaux obtenus*

Les spectres que nous présentons dans les figures suivantes correspondent au domaine angulaire situé de 15° à 80° dans le système Laboratoire. La cible est une cible d'aluminium.

Fig. 51 et 51 bis : Spectre énergétique des protons émis dans l'intervalle angulaire 15°-80°. La courbe correspond à la théorie d'évaporation.

Fig. 52 et 53 : Spectres énergétiques des protons émis entre (15° et 40°), et (40°-80°). La courbe correspond à la théorie de l'évaporation.

Fig. 54 : Spectre énergétique des deutérons émis entre 15° et 80°. La courbe correspond à la théorie de l'évaporation.

Fig. 55 : Spectre des tritons émis entre 15° et 80°. La courbe correspond à la théorie de l'évaporation.

Fig. 56 : Cette figure montre les rapports de production entre $^{2}_{1}H$ et $^{3}_{1}H$ (angle : 15° à 40°). La courbe est une adaptation destinée à montrer l'allure générale des deux spectres.

Fig. 57 et 58 : Comparaison entre la production de $^{2}_{1}H$ et $^{3}_{1}H$, dans l'intervalle (15°-40°) et (40°-80°), et la théorie de l'évaporation.

Fig. 59 : Spectre énergétique des ions $^{3}_{2}He$ d'énergie supérieure à 30 MeV, émis dans l'intervalle angulaire 15°-80°. La courbe "σ_s" représente la contribution de l'éjection de sous-structures, calculée d'après (124),; la courbe "σ_e" représente la contribution due à l'évaporation nucléaire. La courbe "σ_t" est la somme des deux contributions.

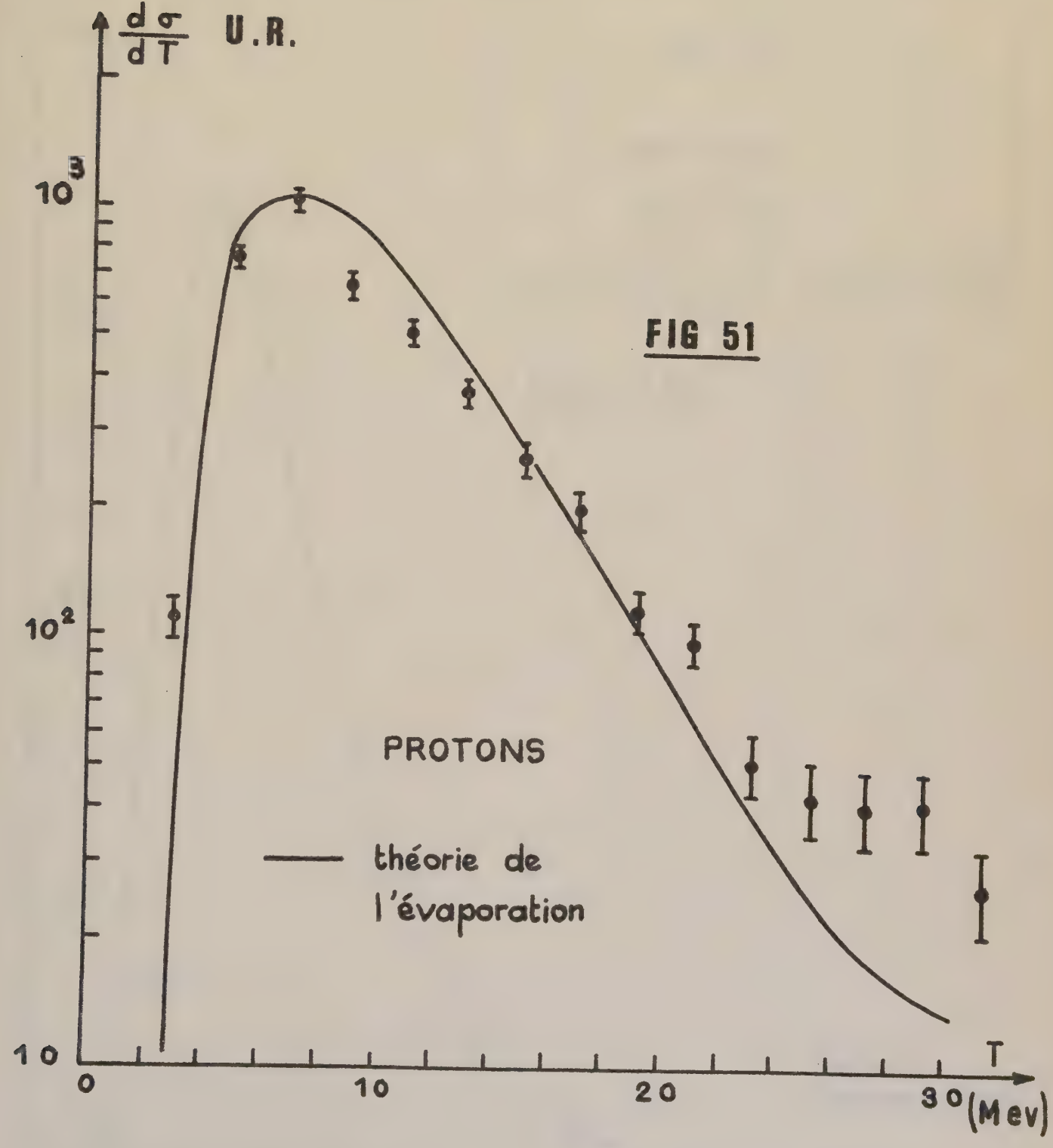
Fig. 60 et 61 : Spectres identiques à celui de la Fig. 59, correspondant aux intervalles angulaires (15°-40°) et (40°-80°)

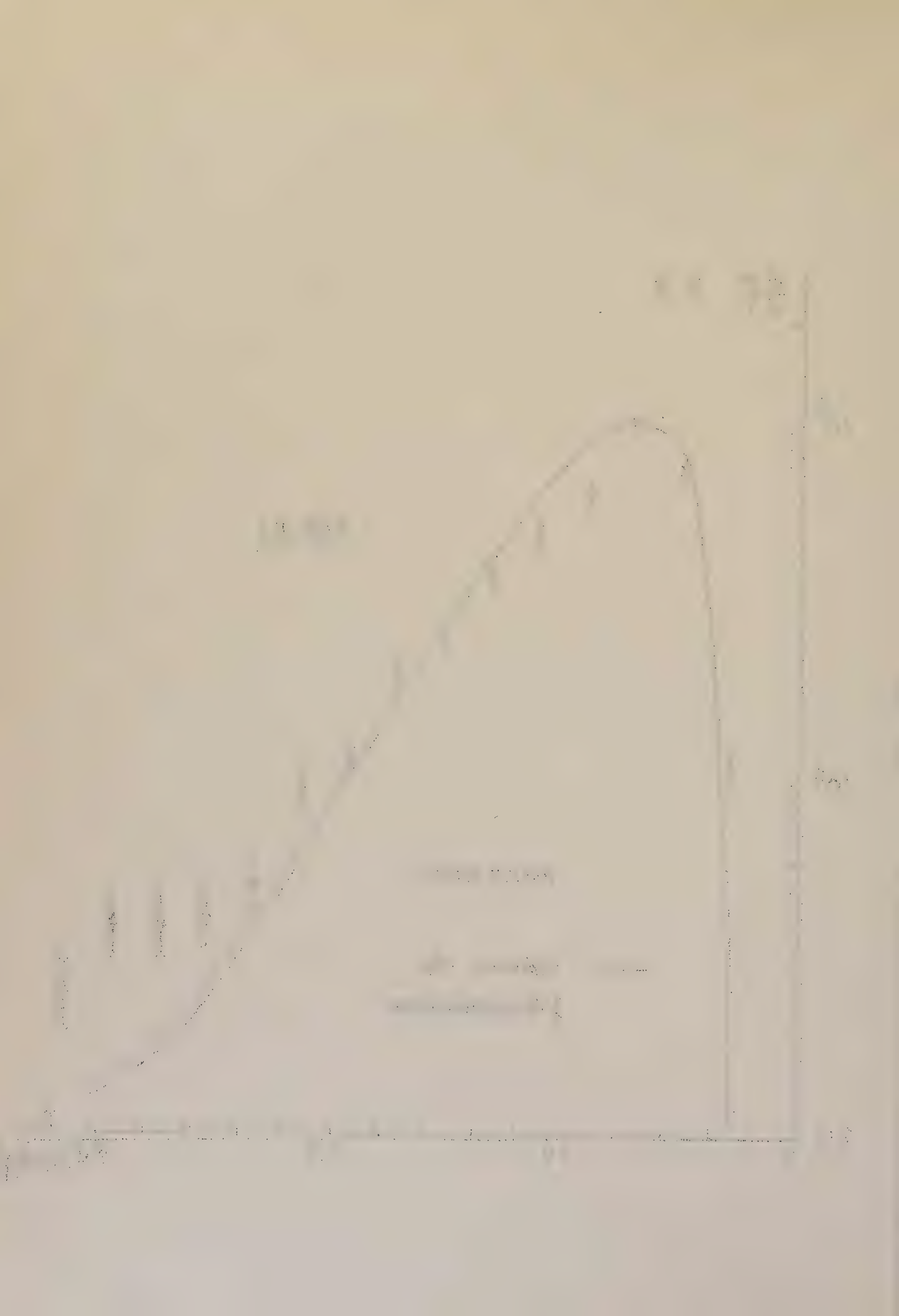
Fig. 62 : Spectre énergétique des particules α émises dans l'intervalle angulaire 60°-80°. La courbe théorique a été corrigée pour tenir compte de l'absorption des α de basse énergie par la cible d'aluminium (ép. 100 μ).

Fig 62 bis : Spectre énergétique des particules α (intervalle angulaire : 15°-80°). Les courbes σ_e et σ_S correspondent respectivement à l'évaporation et à l'éjection d'agrégats (Cf. 124) σ_t est la somme des deux contributions.

Fig. 63 : Comparaison entre les taux de production ^3_2He et ^4_2He pour un domaine angulaire de 60° à 80°.

Fig. 64 : Comparaison entre les taux de production ^3_2He et ^4_2He pour un domaine angulaire de 15° à 80°.


$\frac{d\sigma}{dT}$ U.R.
10^3
10^2
10
FIG 51
PROTONS
théorie de
l'évaporation
T
0
10
20
30 (Mev)



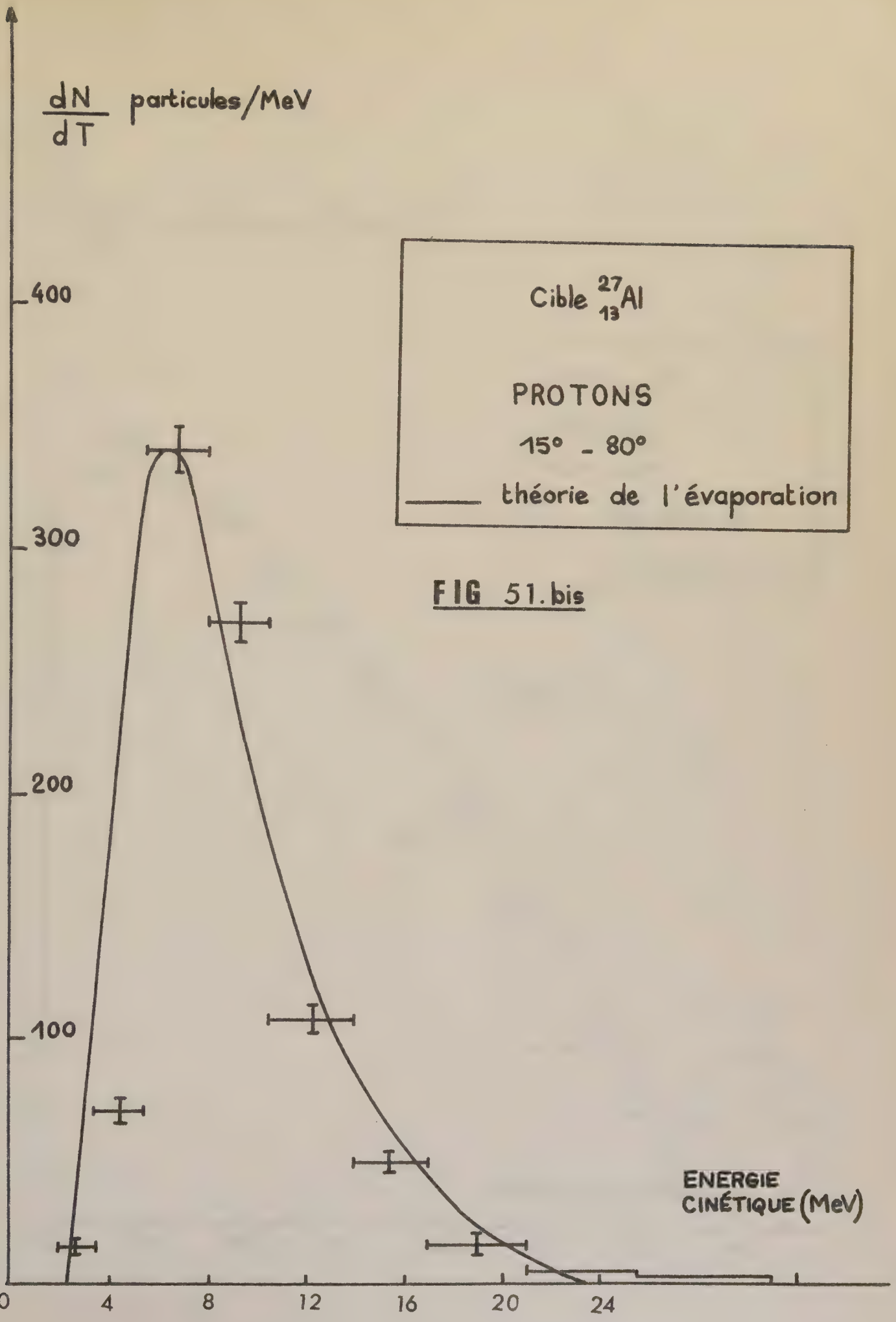

dN/dT particules/MeV
400
300
200
100
Cible $^{27}_{13}Al$
PROTONS
15° - 80°
théorie de l'évaporation
0
4
8
12
16
20
24
ENERGIE CINÉTIQUE (MeV)

FIG 51.bis



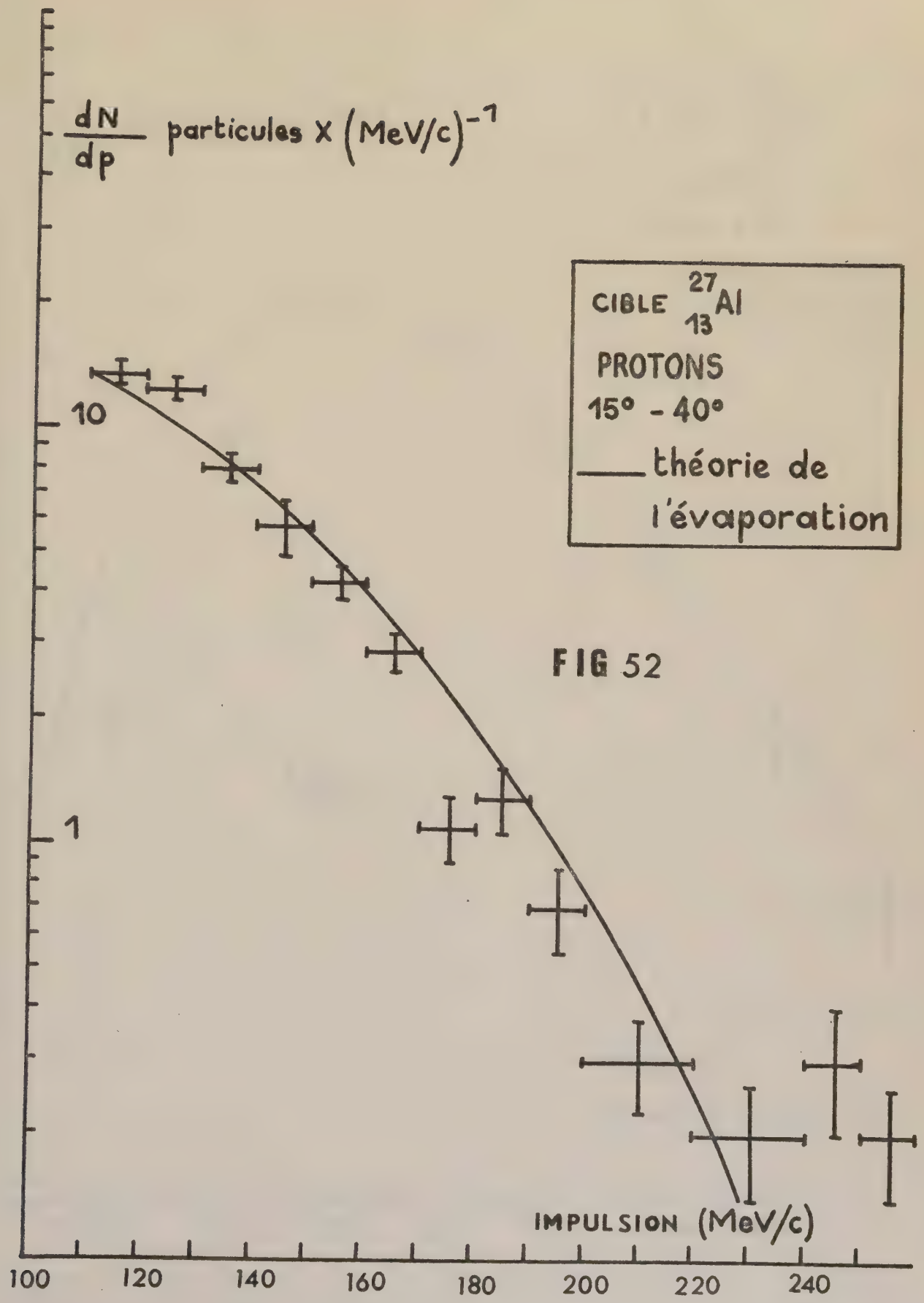

dN/dp particules X (MeV/c)⁻¹
CIBLE $^{27}_{13}Al$
PROTONS
15° - 40°
théorie de l'évaporation
10
1
IMPULSION (MeV/c)
100
120
140
160
180
200
220
240

FIG 52



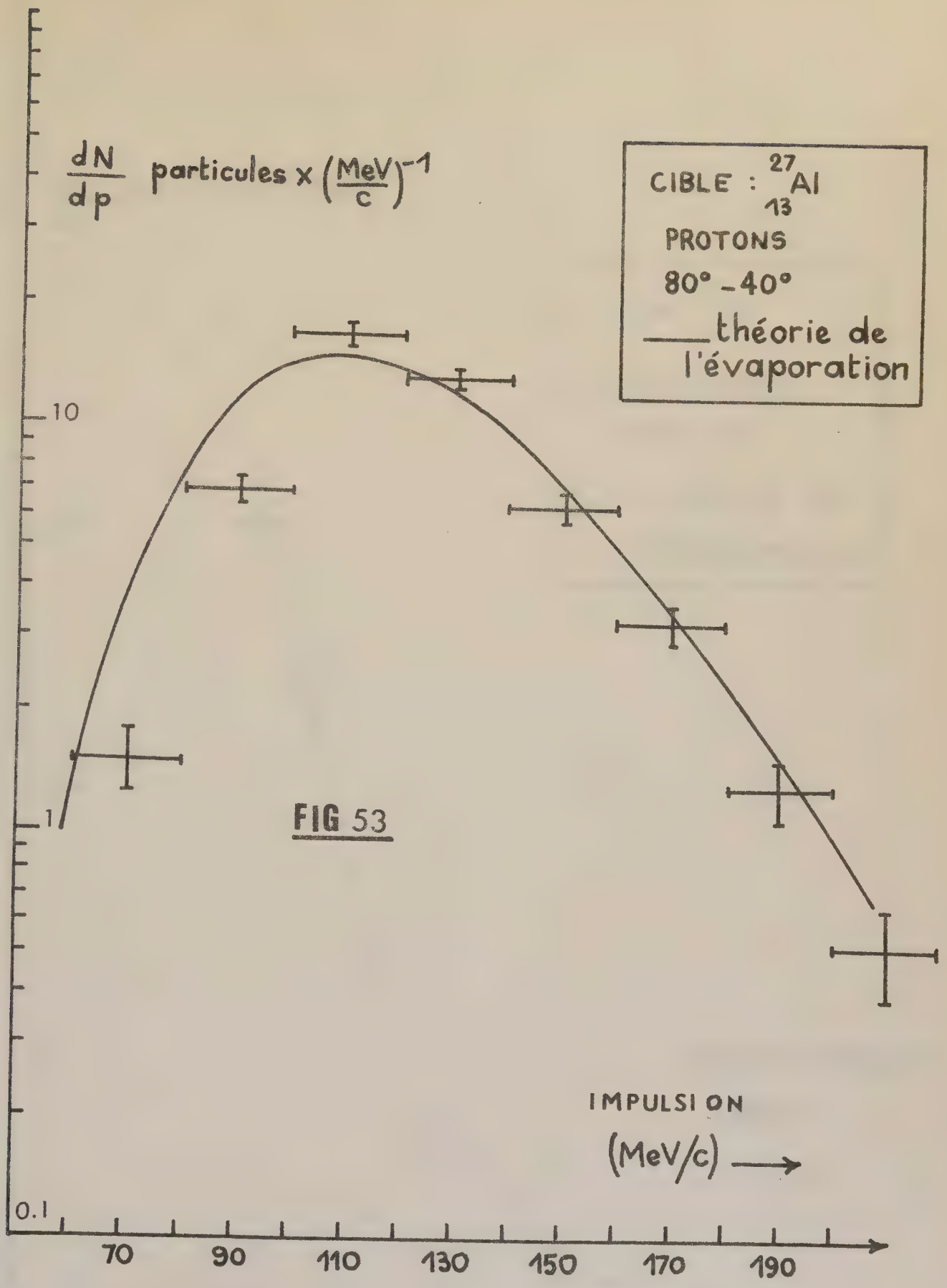
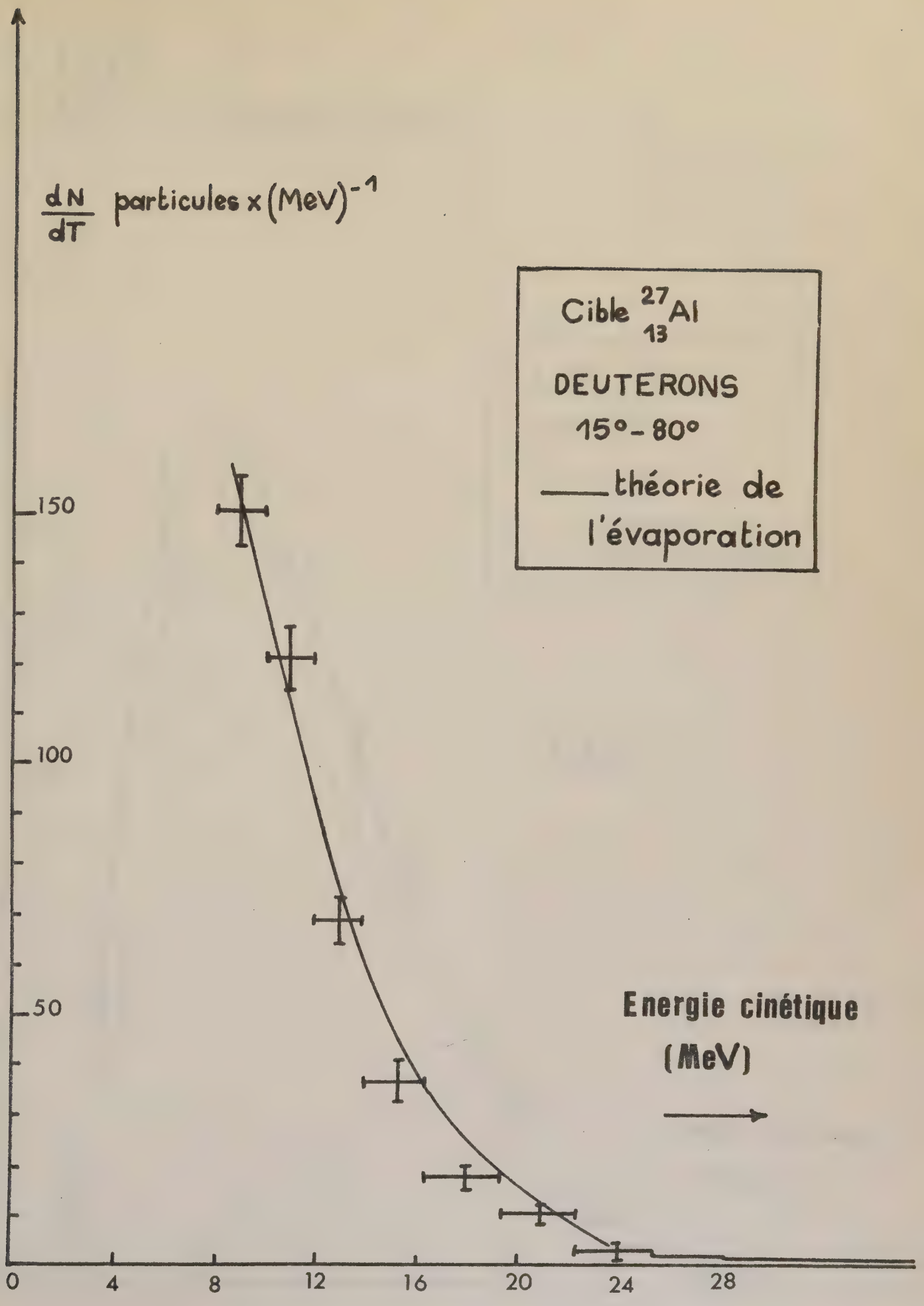

$\frac{dN}{dp}$ particules x $\left(\frac{MeV}{c}\right)^{-1}$
CIBLE : $^{27}_{13}Al$
PROTONS
80° - 40°
théorie de l'évaporation
10
1
0.1
IMPULSION
(MeV/c) →
70
90
110
130
150
170
190

FIG 53




dN/dT particules x (MeV)⁻¹
Cible $^{27}_{13}$Al
DEUTERONS
15° - 80°
théorie de l'évaporation
150
100
50
0
4
8
12
16
20
24
28
Energie cinétique (MeV)



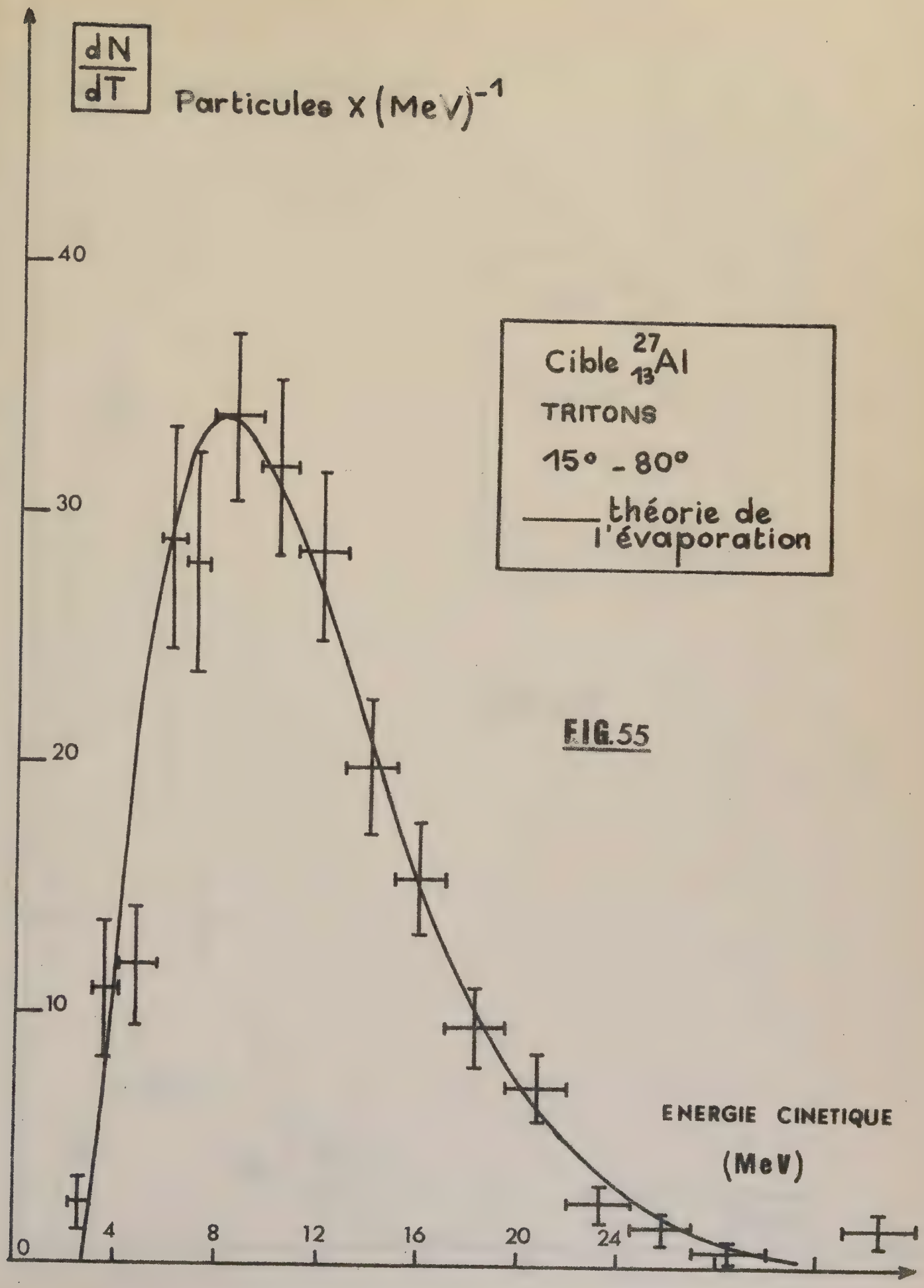

dN/dT
Particules x (MeV)$^{-1}$
40
30
20
10
0
4
8
12
16
20
24
Cible $^{27}_{13}$Al
TRITONS
15° - 80°
théorie de l'évaporation
ENERGIE CINETIQUE
(MeV)

FIG.55



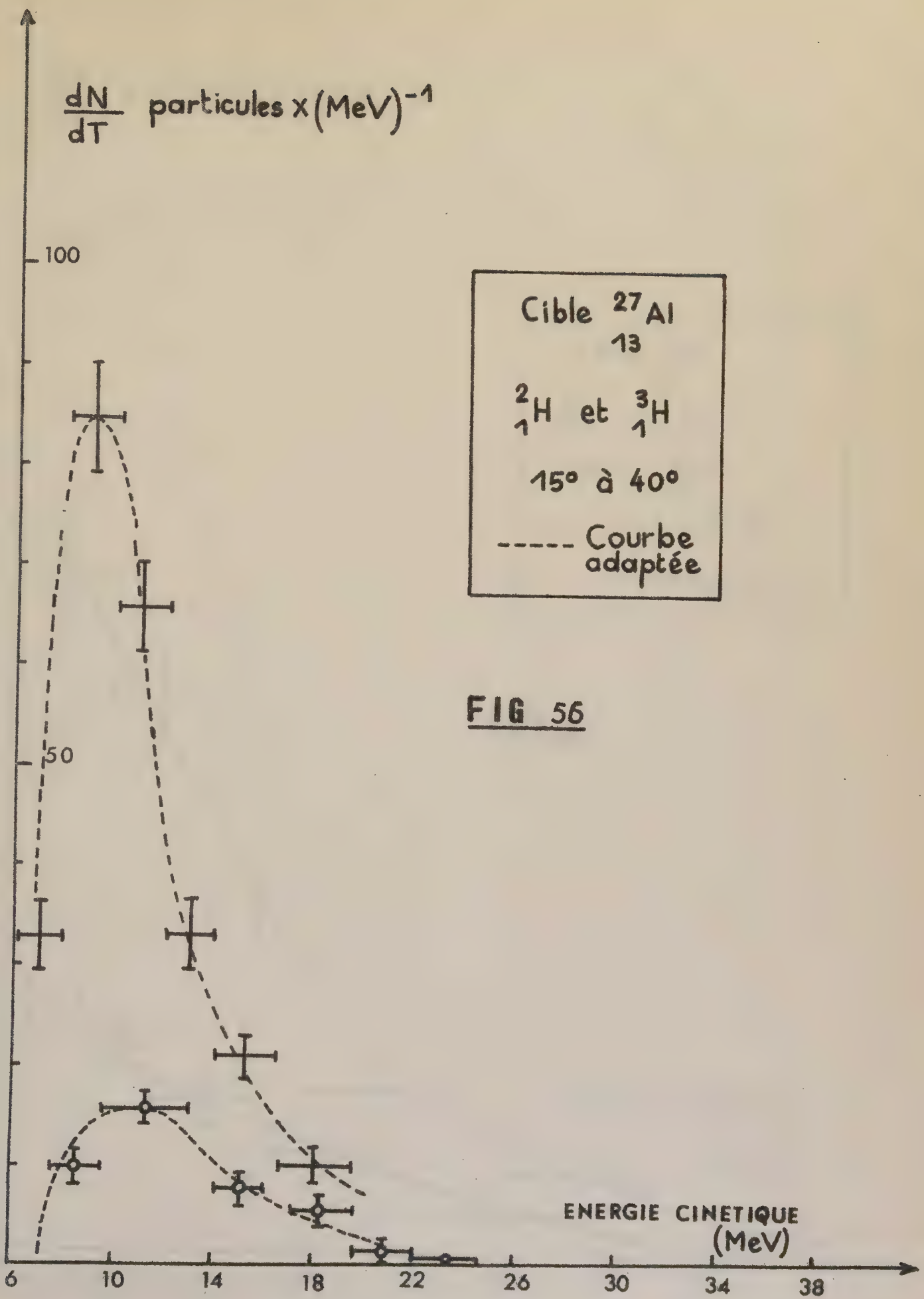
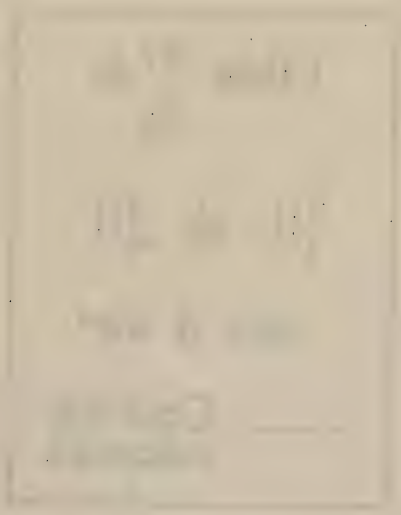

dN/dT particules x (MeV)⁻¹
100
50
Cible $^{27}_{13}Al$
$^{2}_{1}H$ et $^{3}_{1}H$
15° à 40°
----- Courbe adaptée
ENERGIE CINETIQUE (MeV)
6
10
14
18
22
26
30
34
38

FIG 56



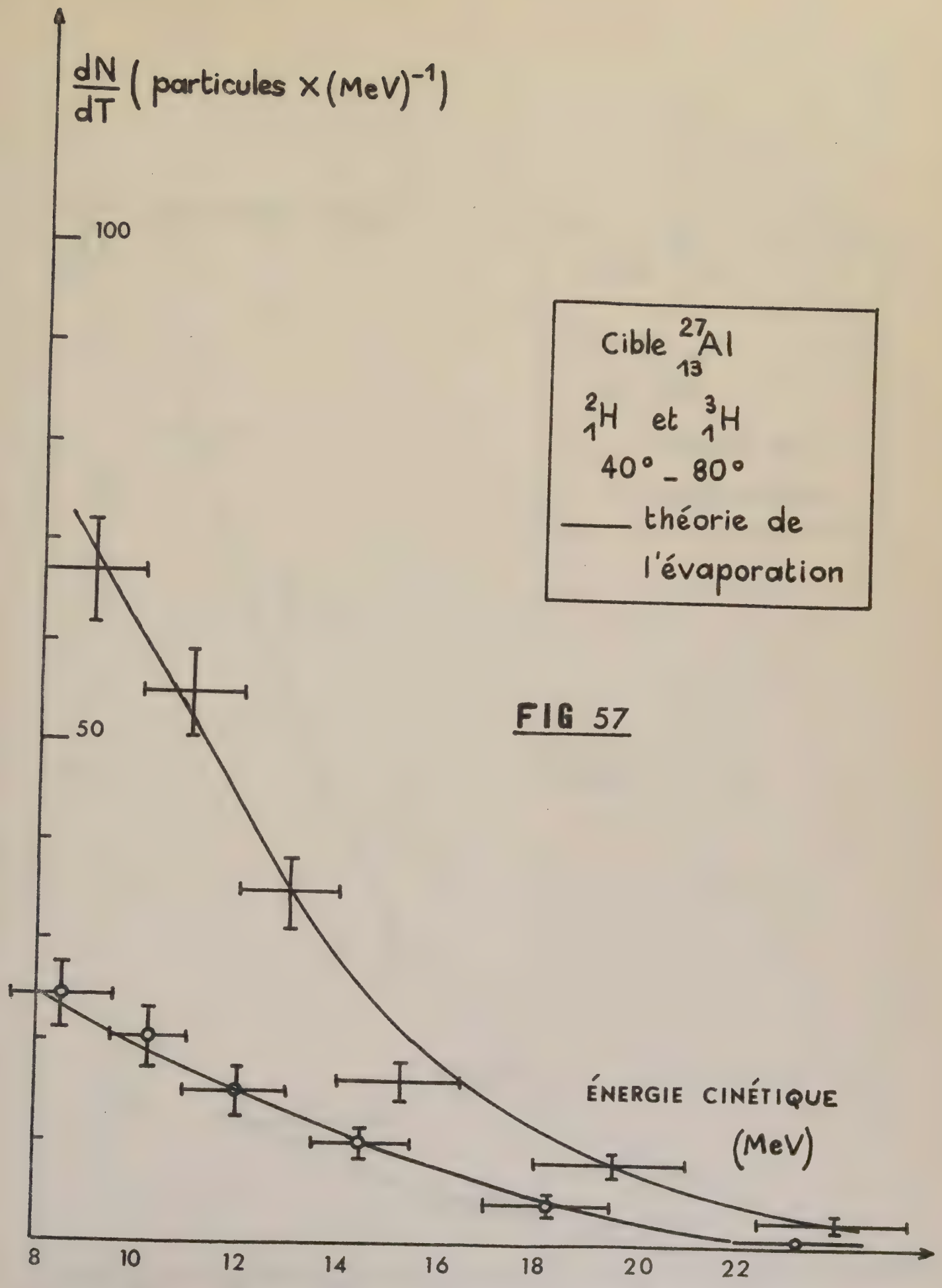
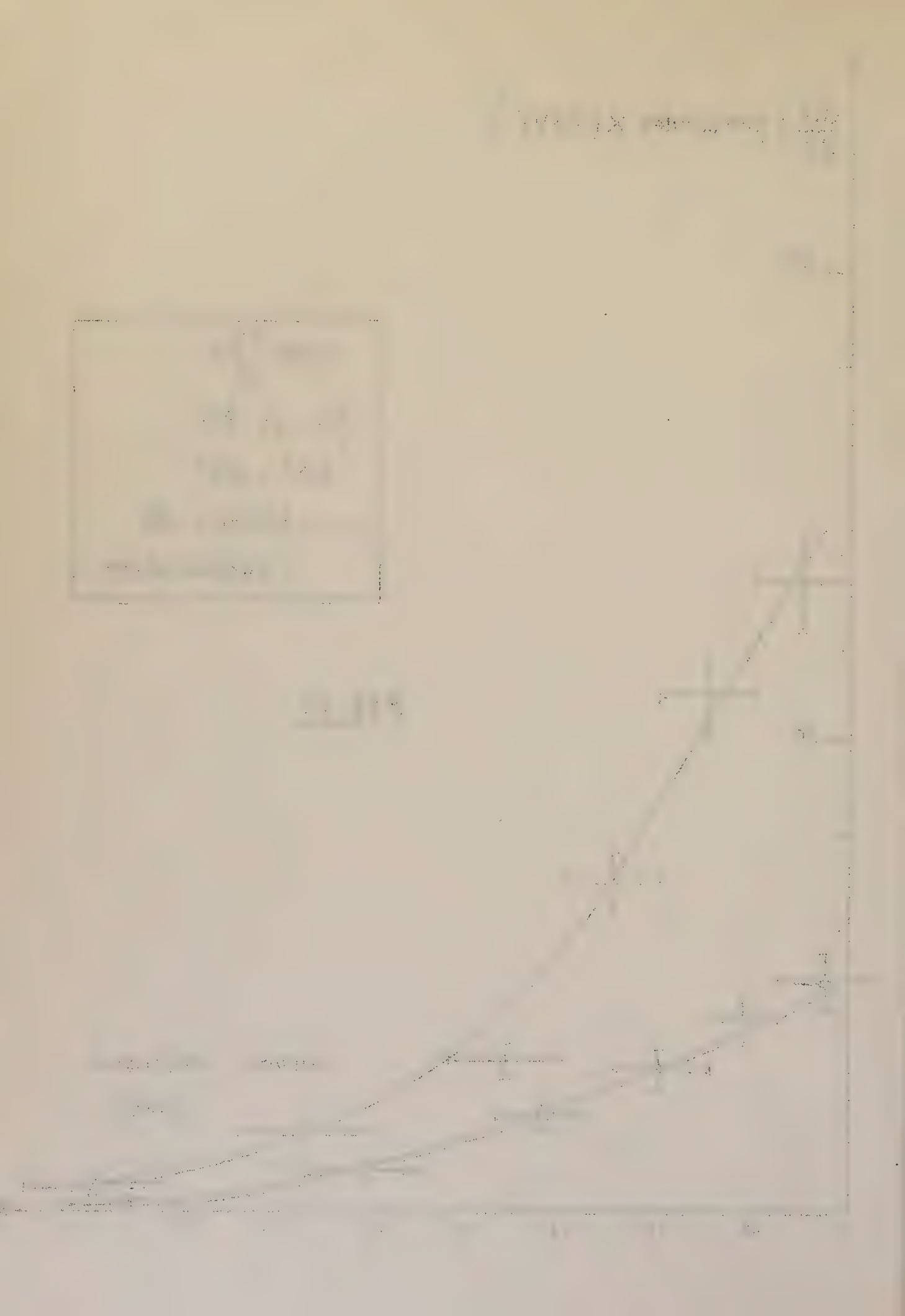

$\frac{dN}{dT}$ (particules × (MeV)$^{-1}$)
100
50
Cible $^{27}_{13}Al$
$^{2}_{1}H$ et $^{3}_{1}H$
40° _ 80°
—— théorie de l'évaporation
ÉNERGIE CINÉTIQUE
(MeV)
8
10
12
14
16
18
20
22

FIG 57



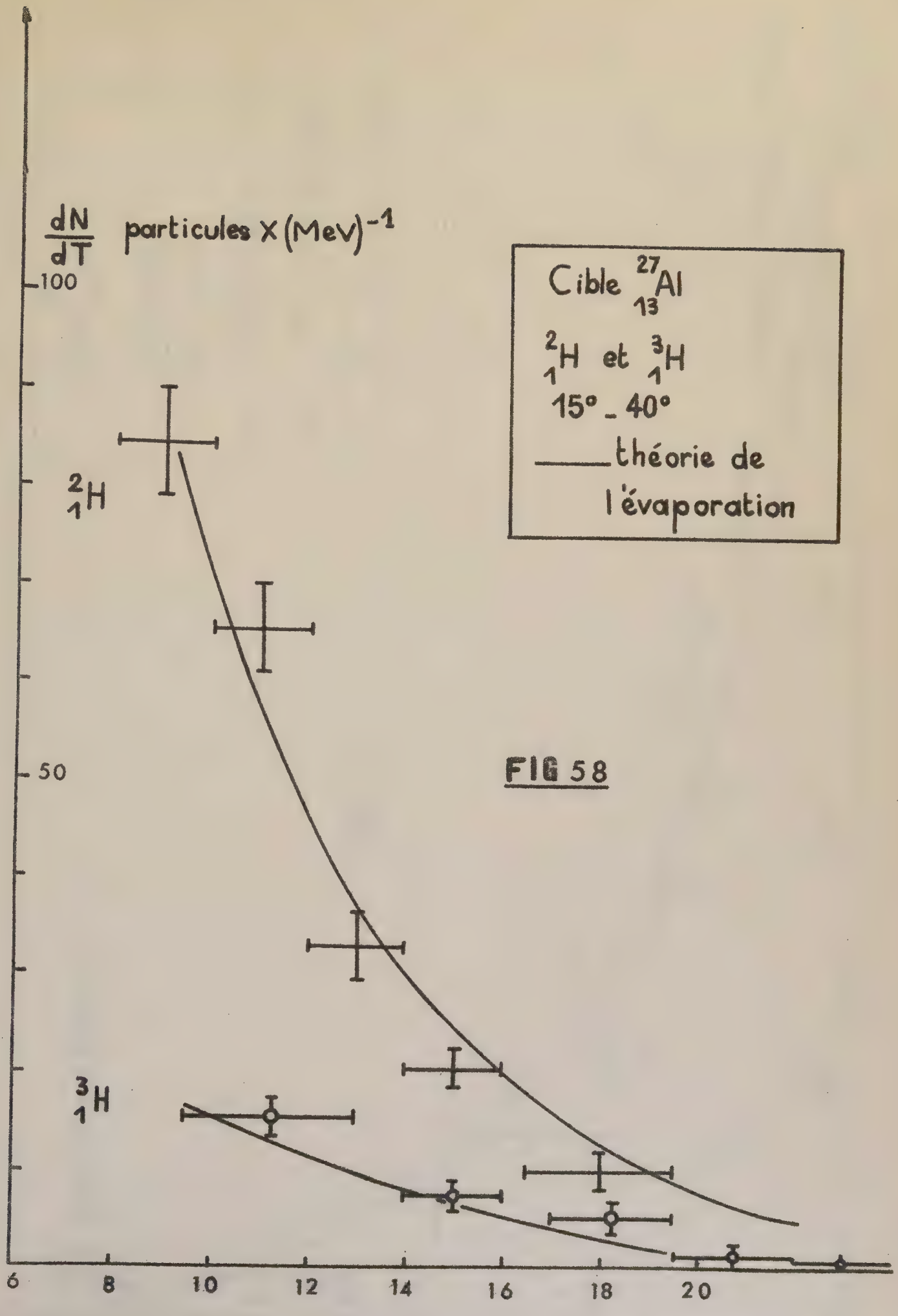

dN/dT particules X (MeV)$^{-1}$
100
50
$^{2}_{1}H$
$^{3}_{1}H$
6
8
10
12
14
16
18
20
Cible $^{27}_{13}Al$
$^{2}_{1}H$ et $^{3}_{1}H$
15° - 40°
théorie de l'évaporation

FIG 58



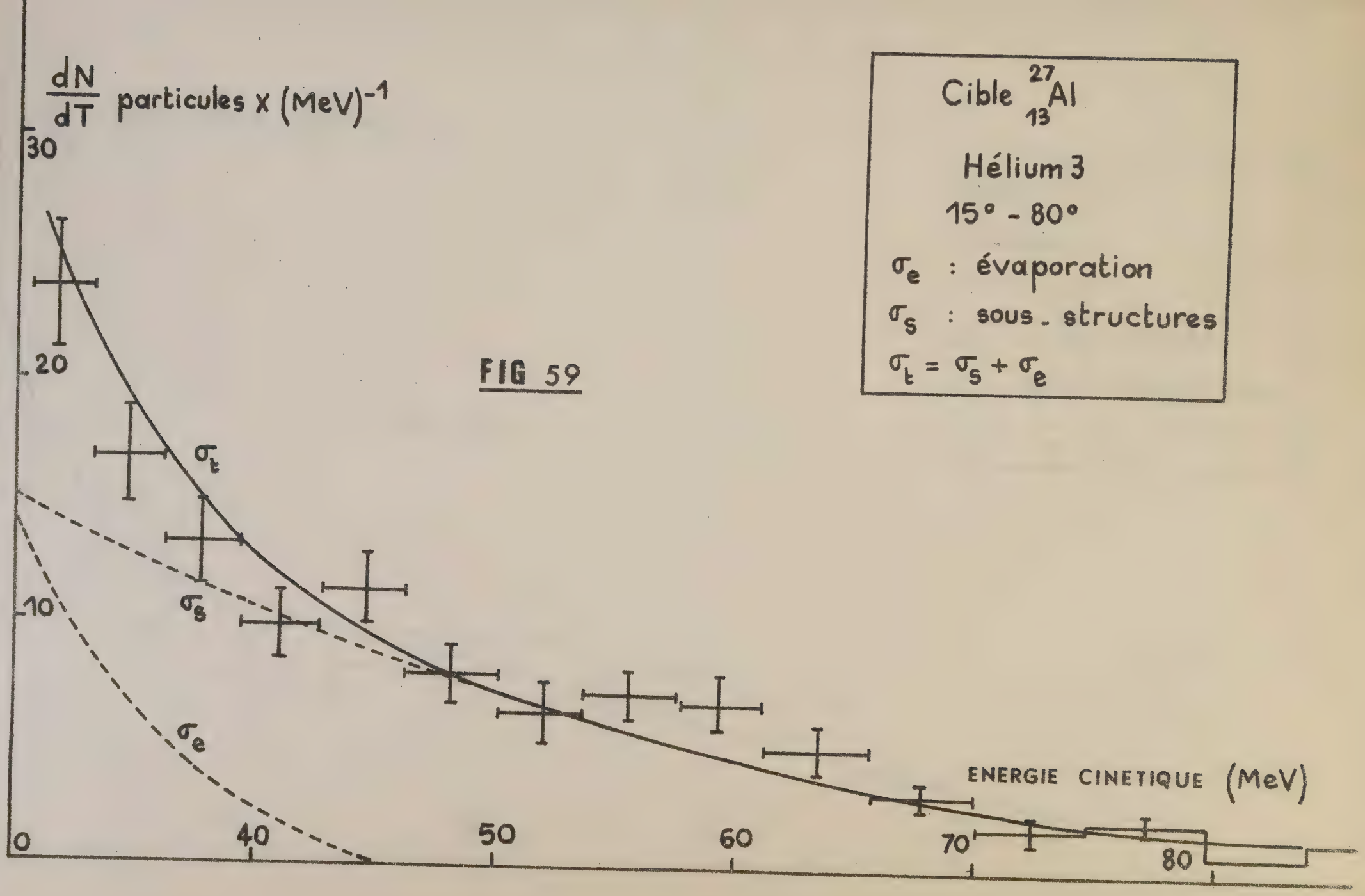
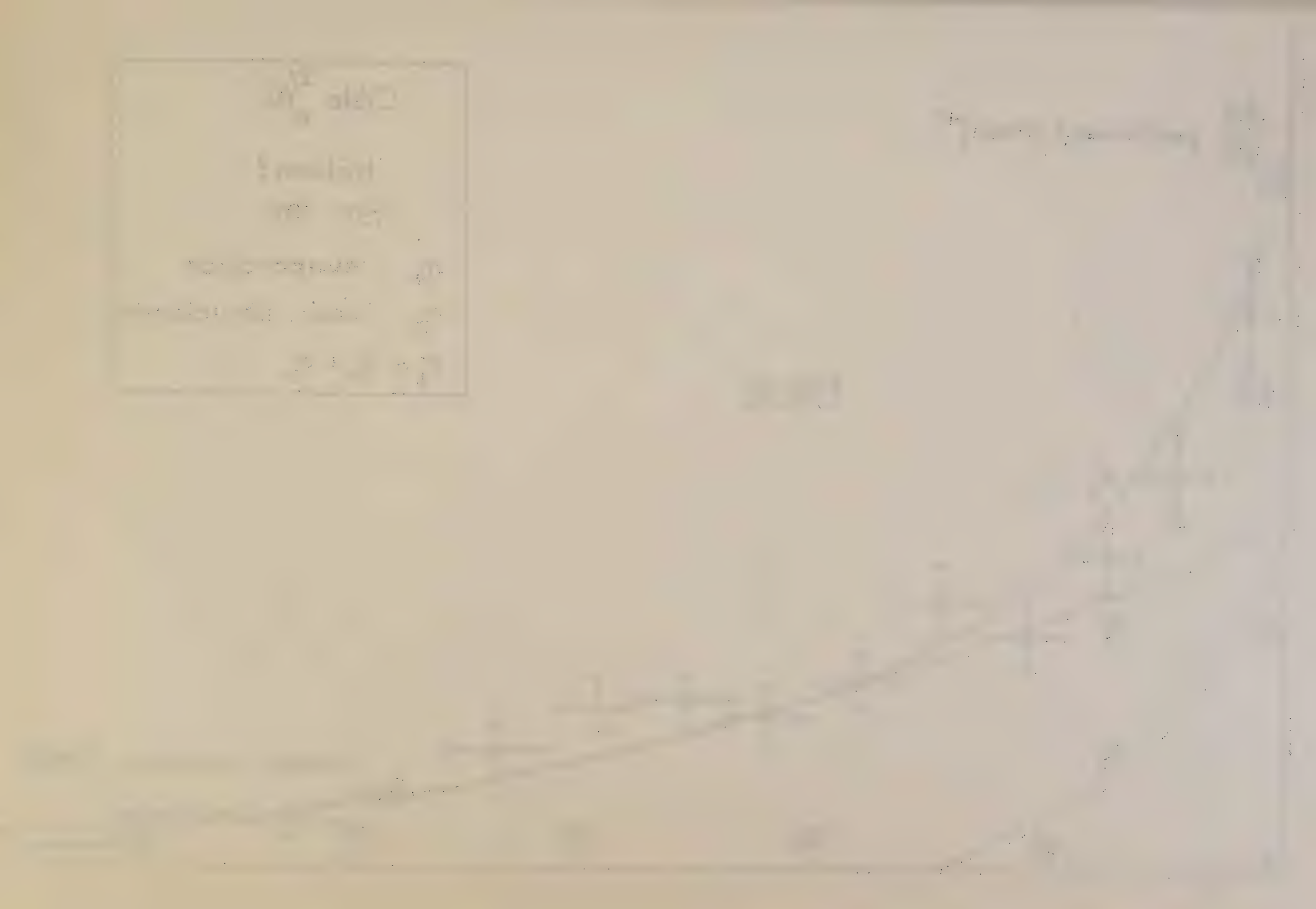

dN/dT particules x (MeV)⁻¹
30
20
10
0
40
50
60
70
80
ENERGIE CINETIQUE (MeV)
σt
σs
σe
Cible 27 13 Al
Hélium 3
15° - 80°
σe : évaporation
σs : sous - structures
σt = σs + σe

FIG 59



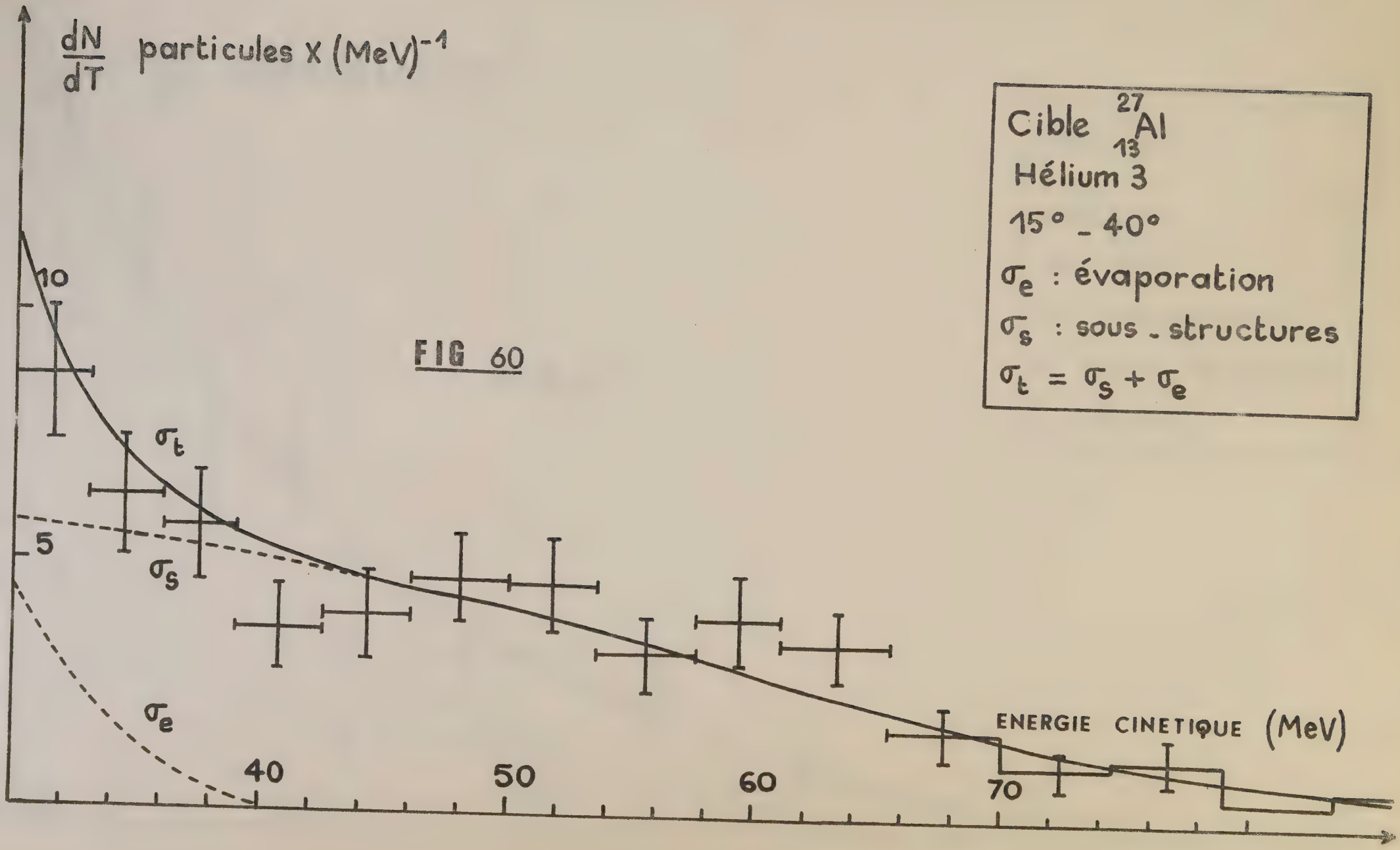
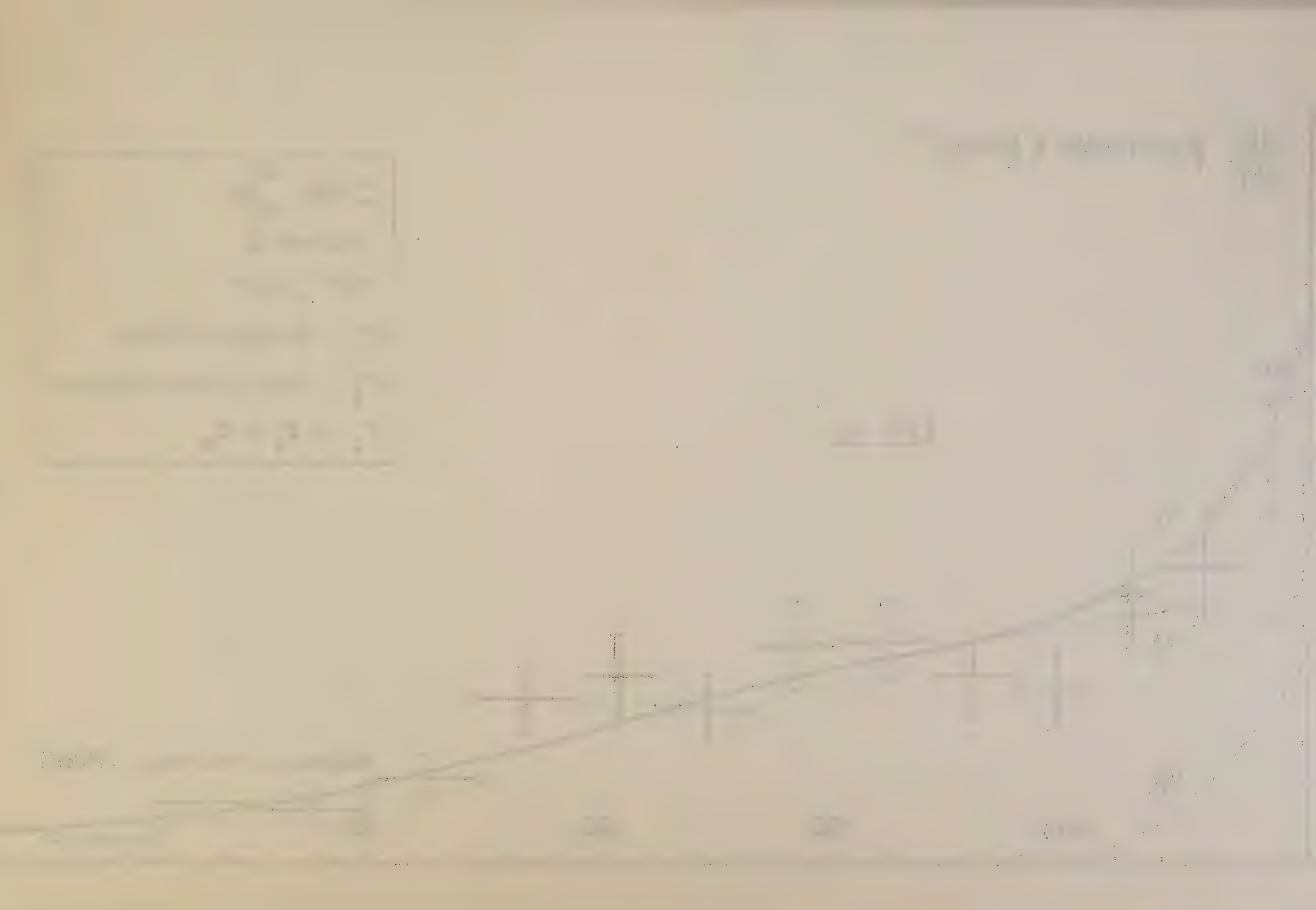

dN/dT particules x (MeV)⁻¹
Cible $^{27}_{13}Al$
Hélium 3
15° - 40°
σ_e : évaporation
σ_s : sous - structures
$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_e$
10
5
σ_t
σ_s
σ_e
40
50
60
70
ENERGIE CINETIQUE (MeV)

FIG 60



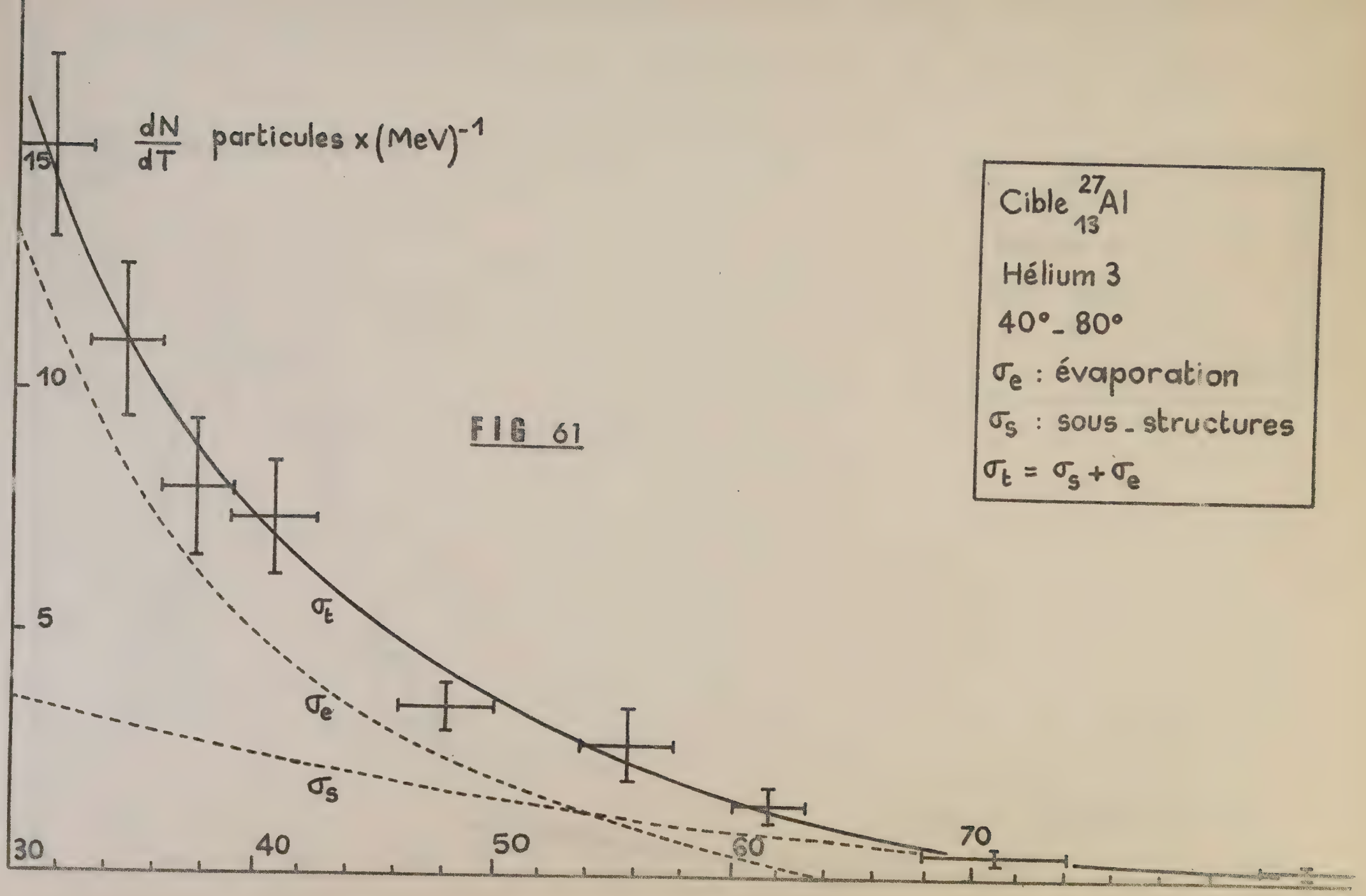

$\frac{dN}{dT}$ particules x $(MeV)^{-1}$
15
10
5
σ_t
σ_e
σ_s
30
40
50
60
70
Cible $^{27}_{13}Al$
Hélium 3
40°_ 80°
σ_e : évaporation
σ_s : sous_structures
$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_e$

FIG 61



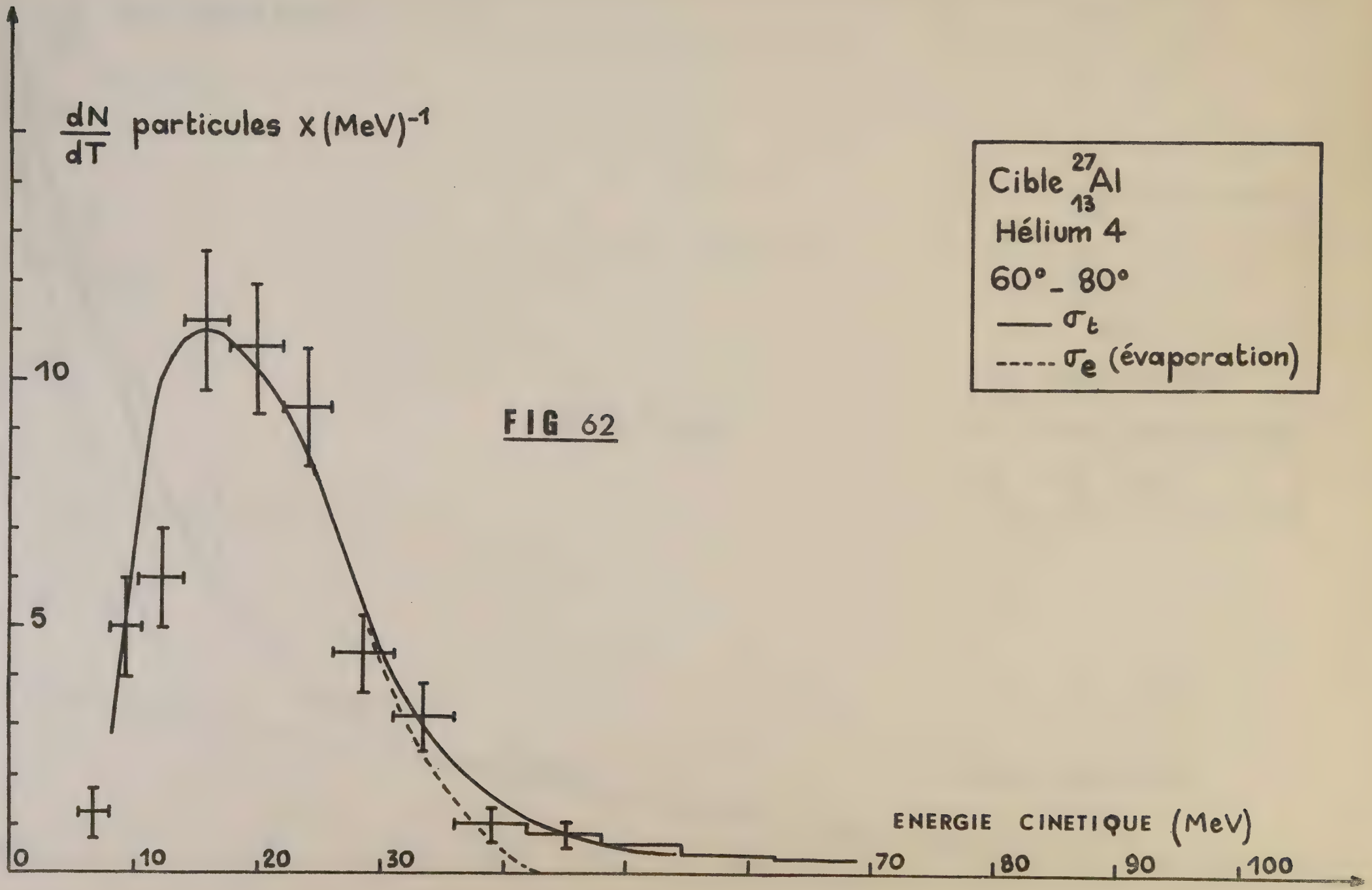
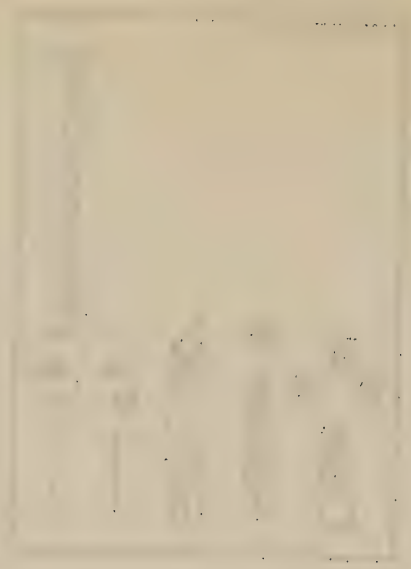

dN/dT particules X (MeV)⁻¹
10
5
Cible $^{27}_{13}Al$
Hélium 4
60°_ 80°
—— σ_t
----- σ_e (évaporation)
0
10
20
30
70
80
90
100
ENERGIE CINETIQUE (MeV)

FIG 62



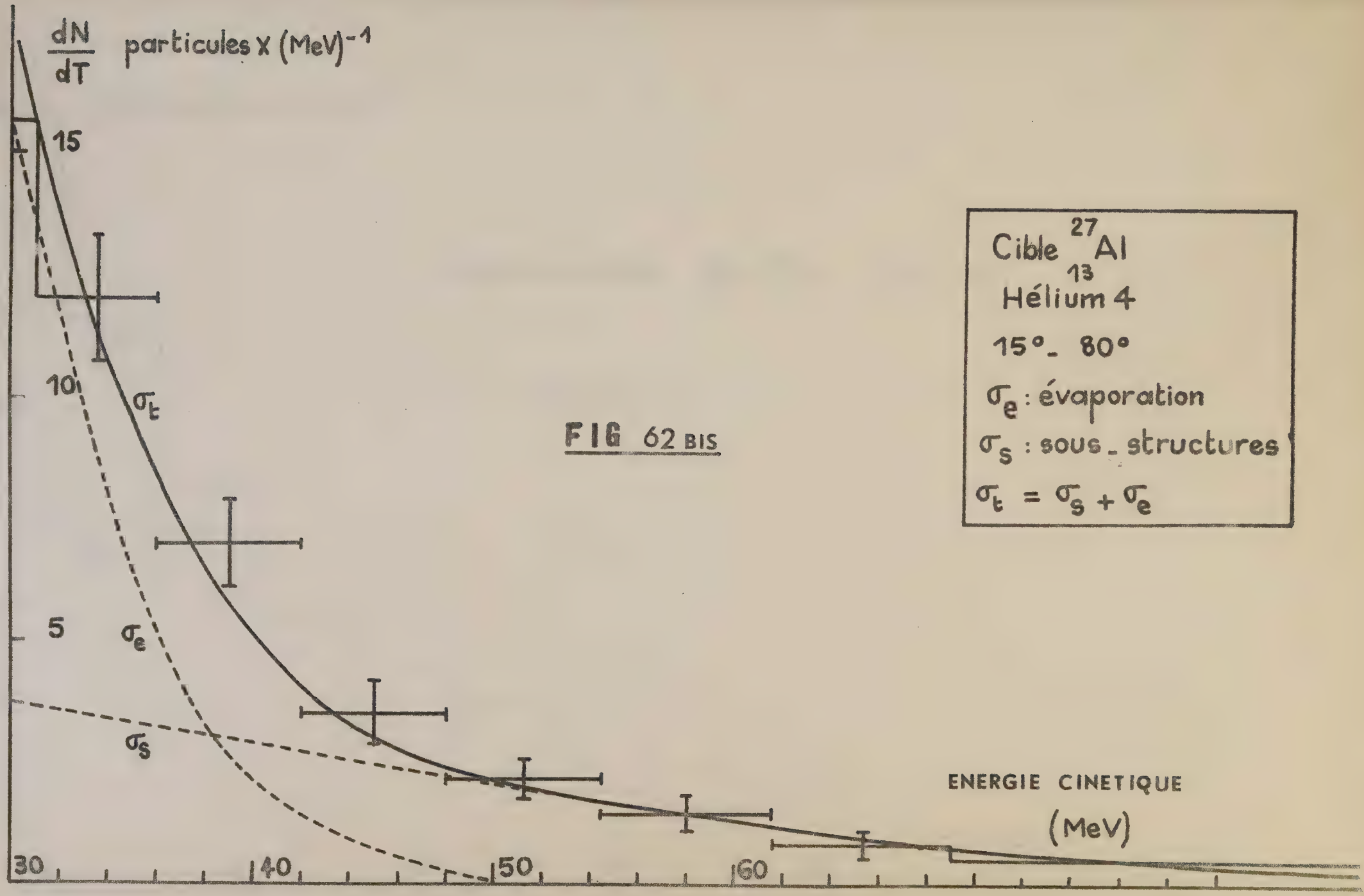
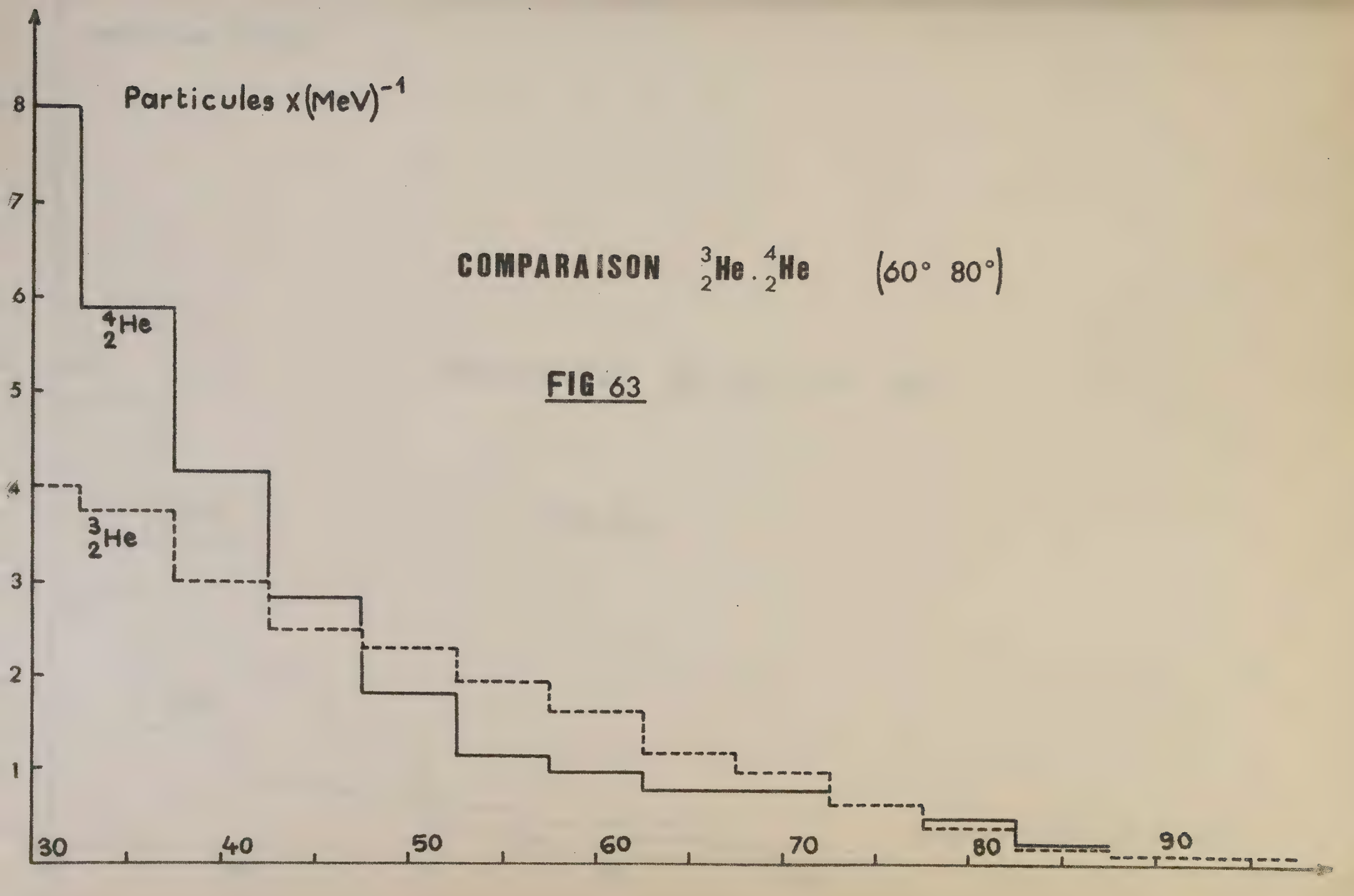

dN/dT particules x (MeV)⁻¹
15
10
5
σt
σe
σs
30
40
50
60
ENERGIE CINETIQUE
(MeV)
Cible 27 13 Al
Hélium 4
15° - 80°
σe : évaporation
σs : sous - structures
σt = σs + σe

FIG 62 BIS

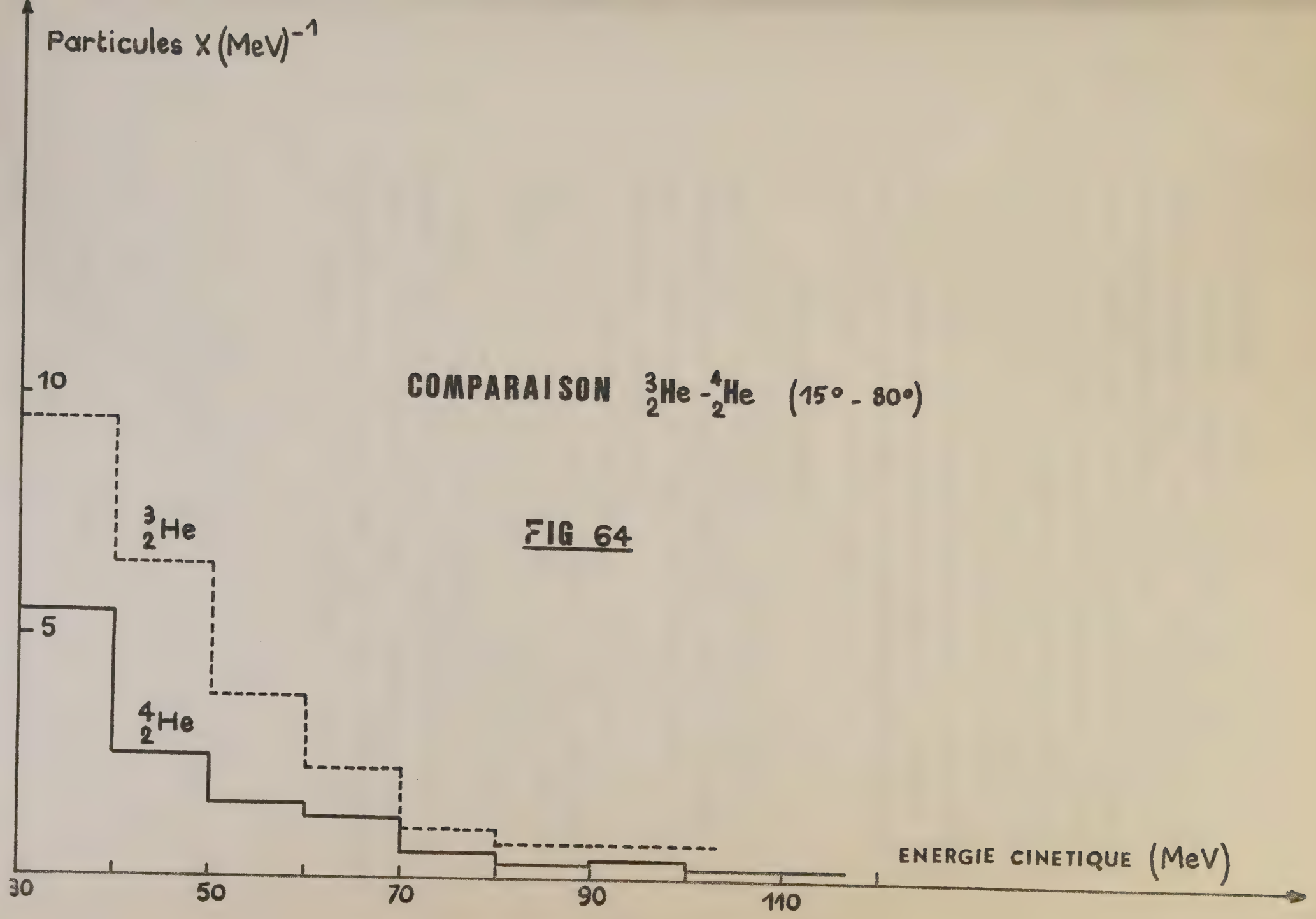




COMPARAISON $^{3}_{2}He$. $^{4}_{2}He$ (60° 80°)

FIG 63





COMPARAISON $^{3}_{2}$He - $^{4}_{2}$He (15° - 80°)

FIG 64



EXPERIENCE A 600 MeV

Une énergie incidente de 600 MeV a été choisie pour notre deuxième expérience, dans un double but : d'une part, une meilleure adaptation aux problèmes astrophysiques (Cf. Spectre du rayonnement cosmique primaire) et d'autre part, l'obtention de particules secondaires moins énergiques. En particulier on peut négliger à cette énergie la formation d'états hadroniques fortement excités, ce qui permet une détermination plus facile à la fois de la fonction F (λ) et de la relation entre la densité d'énergie et la température.

Le but de cette seconde expérience était d'une part d'obtenir la détection et l'identification de particules énergétiques et, d'autre part d'obtenir les informations expérimentales plus rapidement que pour une expérience du type E 52.

Principe de l'expérience

Les développements récents de la technique des semi-conducteurs au Silicium et au Germanium (129,130) permettent d'identifier facilement les divers fragments légers et de mesurer leur énergie avec une grande résolution. Nous avons adopté une variante de cette technique pour cette expérience.

L'exposition a été réalisée sur la déviation (p, 2 p) du faisceau "Isolde" issu du synchrocyclotron du CERN ; elle se poursuit actuellement par une étape de mesures systématiques, avec enregistrement automatique des informations sur bande perforée.

Le schéma ci-dessous montre le principe de l'expérience : le faisceau de protons de 600 MeV bombarde une cible C, et les nuclides éjectés à l'angle θ sont détectés par un télescope (E, ΔE) assurant l'identification des particules. L'ensemble du télescope est enfermé dans un blindage de plomb ; lors d'une récente publication (131) nous avons donné la description complète du dispositif.

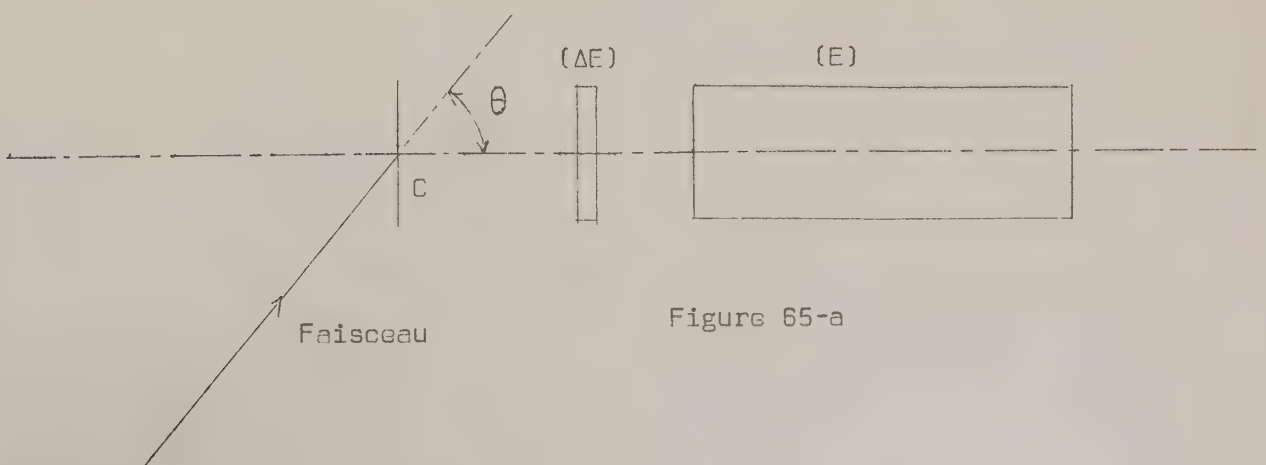


Figure 65-a

Identification des particules

L'élément "ΔE" du télescope est constitué par une diode au Silicium à barrière de surface, d'épaisseur 700 µm. L'élément "E" est un scintillateur utilisé en absorption totale. Le choix du scintillateur était dicté par la nécessité d'absorber totalement les particules énergétiques. L'expérience s'est déroulée en trois étapes :

* Etude méthodologique destinée à étudier la résolution en énergie de différents types de scintillateurs, ainsi que la réponse de ces scintillateurs aux différentes charges des particules détectées ;

* Etude expérimentale préliminaire de la fragmentation à une énergie incidente de 600 MeV, sur une cible d'aluminium et avec un scintillateur d'épaisseur 50 mm ;

* Etude systématique (actuellement en cours) avec enregistrement automatique des données (E, ΔE) sur ruban perforé.

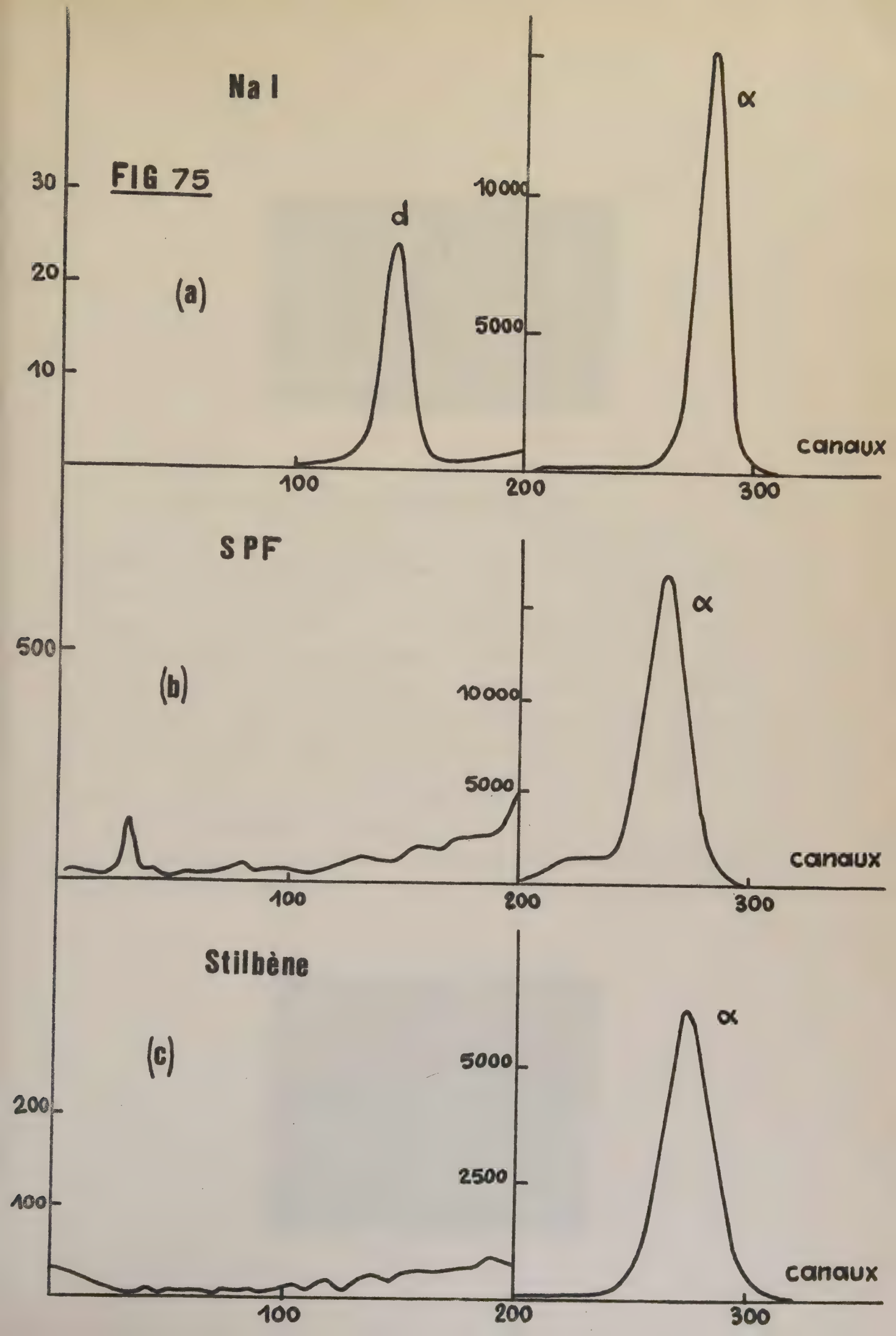
Nous allons successivement décrire ces trois étapes.

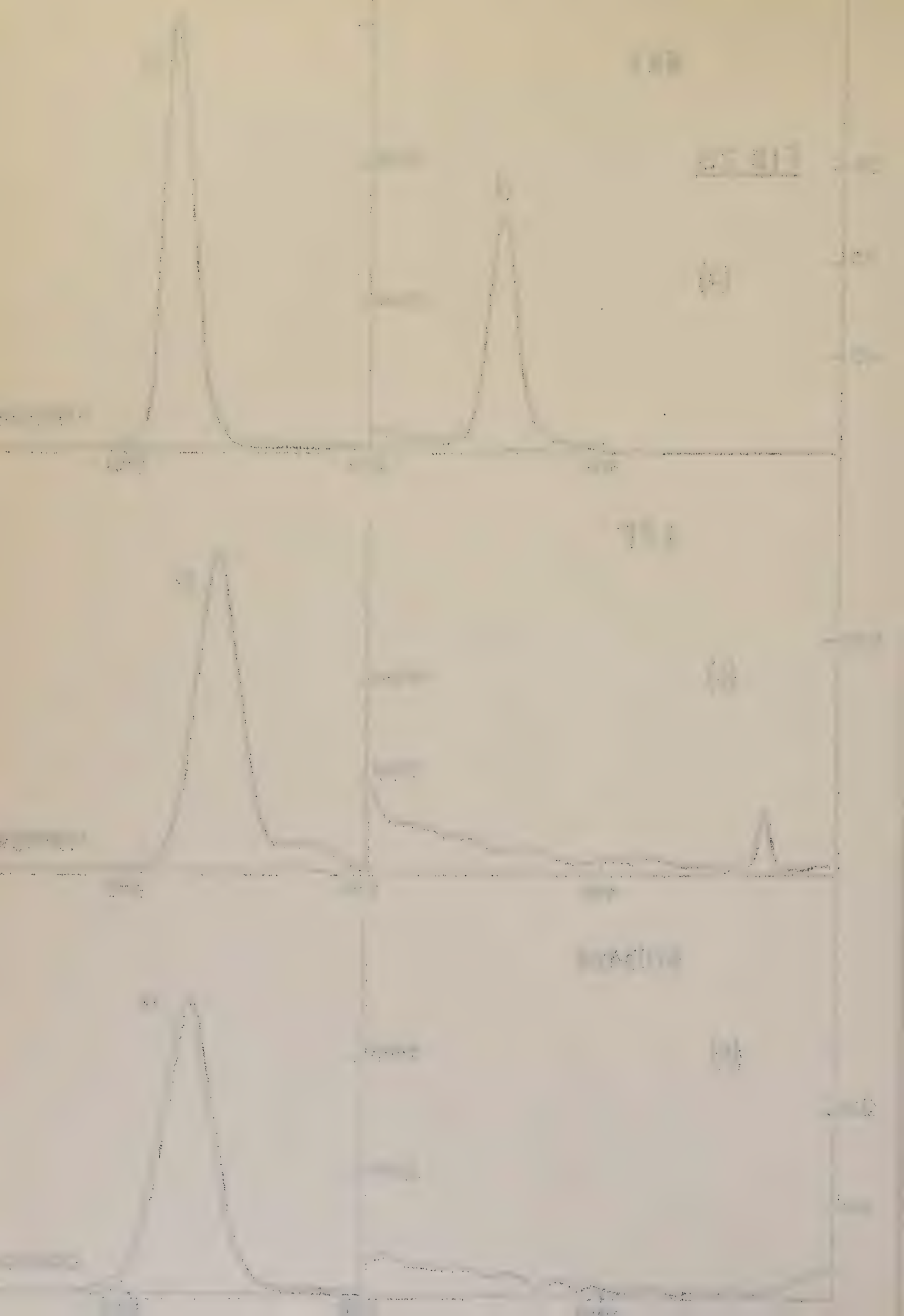
A: *Etude méthodologique*

Cette étude a été réalisée sur le faisceau de particules α de 56 MeV issu du synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Nous avons tout d'abord analysé la réponse de trois types de scintillateurs, placés dans le faisceau direct. Sur les figures (75 a, 79 b, 79 c) nous avons représenté les spectres obtenus. Nous donnons les résultats dans le tableau ci-dessous :

SPF	Résolution en énergie 8 %
Stilbène	Résolution en énergie 9 %
NaI (Tl)	Résolution en énergie 4 %.

Dans ce dernier cas on observe une séparation très nette du "pic deuton" (le faisceau α de 56 MeV était contaminé par des deutons de 28 MeV). On observe que le pic α est situé au canal 279 (56 MeV) et le pic deuton au canal 141 (28 MeV). La réponse est donc bien linéaire et ne dépend pas de la charge de la particule analysée ; (Ceci n'est plus valable à plus basse énergie, Cf (132)) ce dernier point a été étudié en détails par J. DHERMAIN (133). La photographie ci-contre montre le spectre observé sur l'écran du sélecteur multicanal.


Na I
FIG 75
30
20
10
d
(a)
10000
5000
α
canaux
100
200
300
SPF
500
(b)
10000
5000
α
canaux
100
200
300
Stilbène
(c)
200
100
5000
2500
α
canaux
100
200
300





NaI(Tl

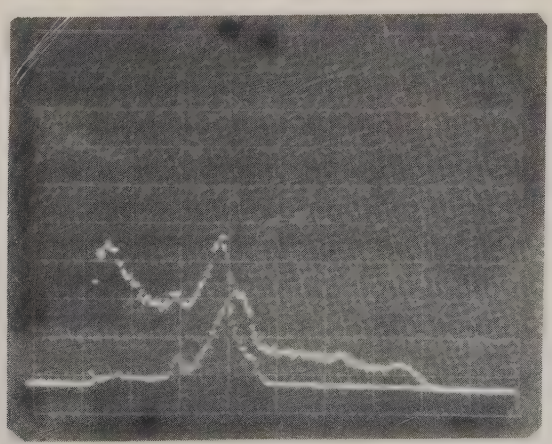
$^{?}_{1}H$ $^{4}_{2}He$

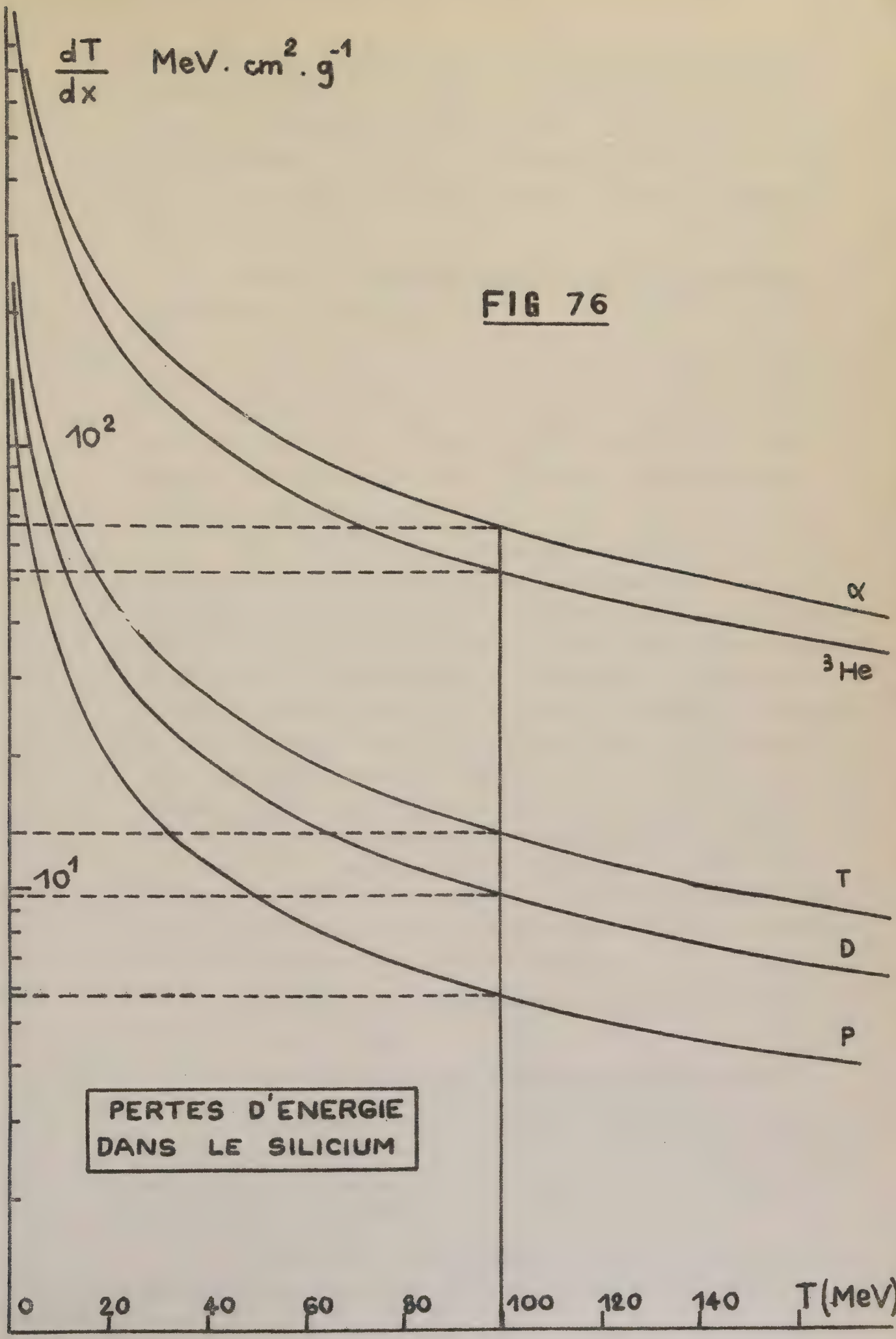
Principe de l'identification des particules

Le principe est le suivant : on fixe l'énergie E dans le scintillateur et on analyse en coïncidence les impulsions ΔE fournies par la jonction. La figure 76 montre la variation de la perte spécifique d'énergie dE/dx en fonction de E, pour les diverses particules. Ces courbes ont été établies d'après les tables de Williamson et Boujot (134). Pour une énergie E déterminée, chaque particule fournit un ΔE donné, et on doit observer des pics correspondant aux différents fragments ayant entièrement traversé la diode, lorsqu'on analyse les impulsions ΔE.

Le spectre d'énergie des différents nuclides s'obtient en faisant varier la position de la fenêtre d'énergie E.

La photographie ci-dessous, obtenue à Lyon, illustre cette méthode : le spectre le plus élevé correspond à l'analyse, sans coïncidence, des impulsions fournies par la jonction ; le spectre inférieur correspond




dT/dx MeV. cm². g⁻¹
FIG 76
10²
10¹
α
³He
T
D
P
PERTES D'ENERGIE
DANS LE SILICIUM
0
20
40
60
80
100
120
140
T(MeV)



à l'analyse, en coïncidence avec le scintillateur, de ces impulsions ; une fenêtre d'énergie, correspondant aux énergies des particules de charge 2, a été sélectionnée dans le scintillateur, au moyen d'un sélecteur monocanal ; on obtient une séparation plus nette des pics. La cible utilisée était une cible de carbone, et l'angle d'observation était de 15°.

B) Etude expérimentale préliminaire de la fragmentation à une énergie incidente de 600 MeV

Cette série d'expériences a été réalisée sur le synchrocyclotron du CERN. La disposition était celle de la figure 65 a. La cible d'aluminium était placée dans l'air et le télescope (E, ΔE) était à une distance de 150 cm de la cible. Deux angles ont été étudiés : 45° et 30°. Le schéma synoptique de l'électronique est représenté figure 65 b.

Sur la voie diode, les impulsions fournies par la jonction sont mises en forme au moyen d'un préamplificateur de charge, puis amplifiées au moyen d'un amplificateur linéaire ; elles sont ensuite différenciées, leur temps de montée est alors environ 100 nanosecondes. Après une nouvelle amplification, les impulsions sont envoyées, à travers une ligne à retard, sur une entrée du circuit de coïncidences. En ce qui concerne la "voie E", le scintillateur NaI, d'épaisseur 50 mm, est associé à un photomultiplicateur type 153 AVP et à un préamplificateur. Le reste du circuit est à peu près analogue à la voie ΔE, mis à part la présence du sélecteur monocanal permettant de fixer l'énergie E (une dérivation est prévue pour le réglage de la fenêtre). Les impulsions provenant du circuit de coïncidences permettent alors de déclencher, sur le sélecteur multicanaux, l'analyse des impulsions ΔE en provenance de la jonction.

Le sélecteur monocanal permettait d'obtenir une largeur de fenêtre d'environ ± 5 MeV.

Résultats concernant l'identification des particules

La figure 66 montre la courbe de coïncidences en fonction du retard R sur la voie de la jonction. La largeur à mi-hauteur de la courbe de coïncidences est de 360 nanosecondes ; le taux de coïncidences fortuites est de 5 %.

La figure 67 montre le spectre des impulsions fournies par le scintillateur seul, à la sortie de l'amplificateur rapide. Le

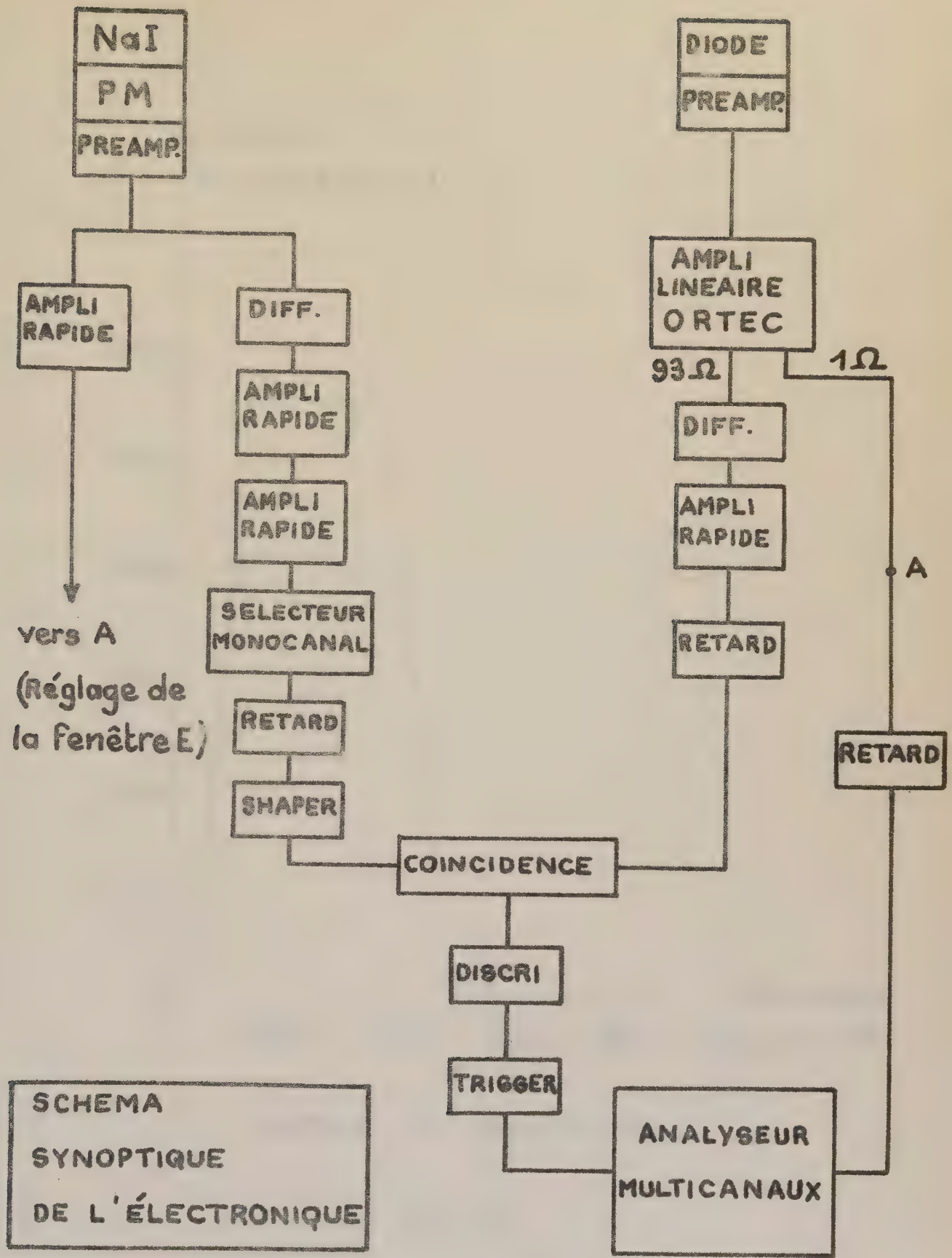
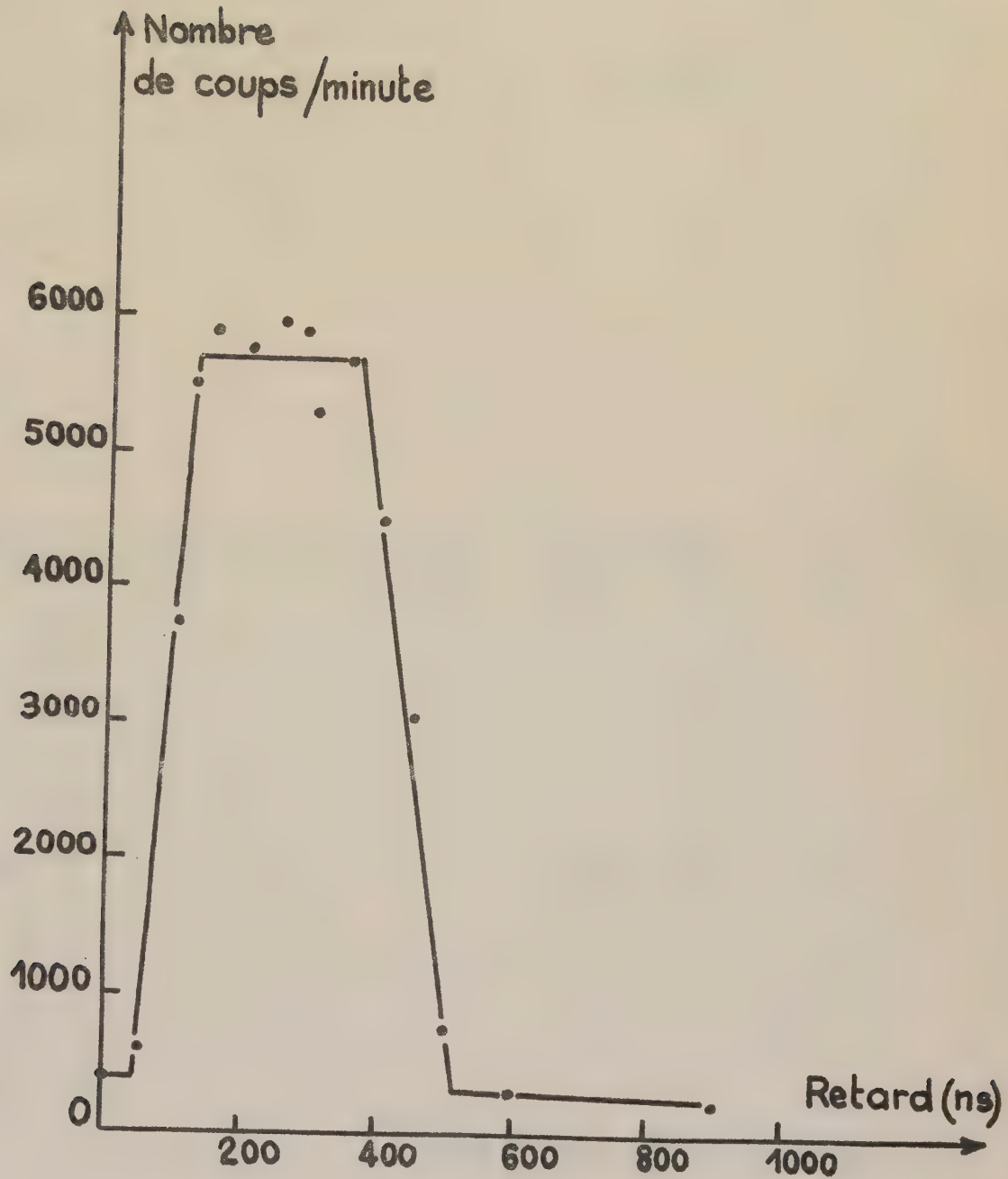

NaI
PM
PREAMP.
DIODE
PREAMP.
AMPLI RAPIDE
DIFF.
AMPLI LINEAIRE ORTEC
93 Ω
1 Ω
AMPLI RAPIDE
DIFF.
AMPLI RAPIDE
AMPLI RAPIDE
A
vers A
(Réglage de la fenêtre E)
SELECTEUR MONOCANAL
RETARD
RETARD
RETARD
SHAPER
COINCIDENCE
DISCRI
TRIGGER
ANALYSEUR MULTICANAUX
SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'ÉLECTRONIQUE

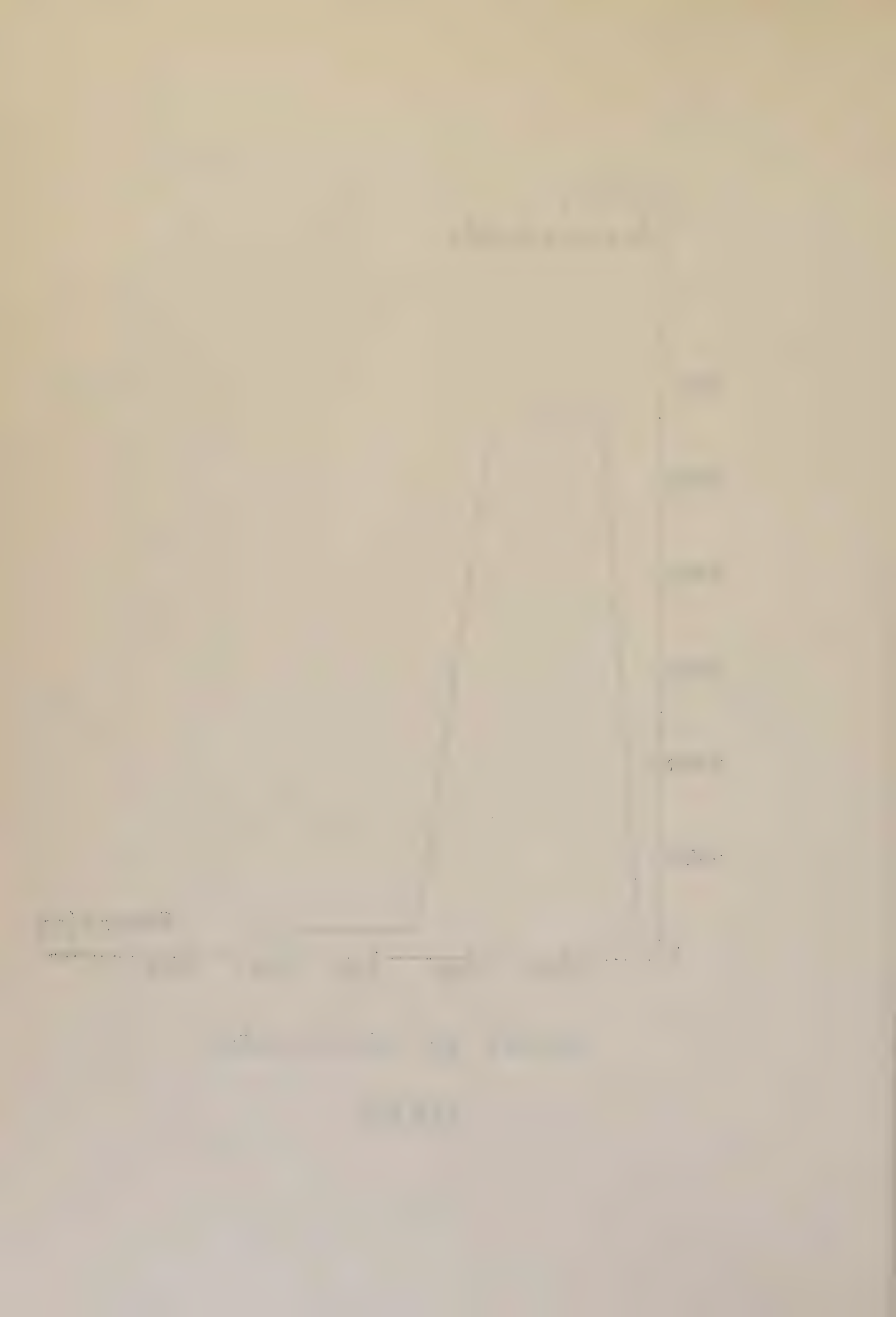
FIG 65_b

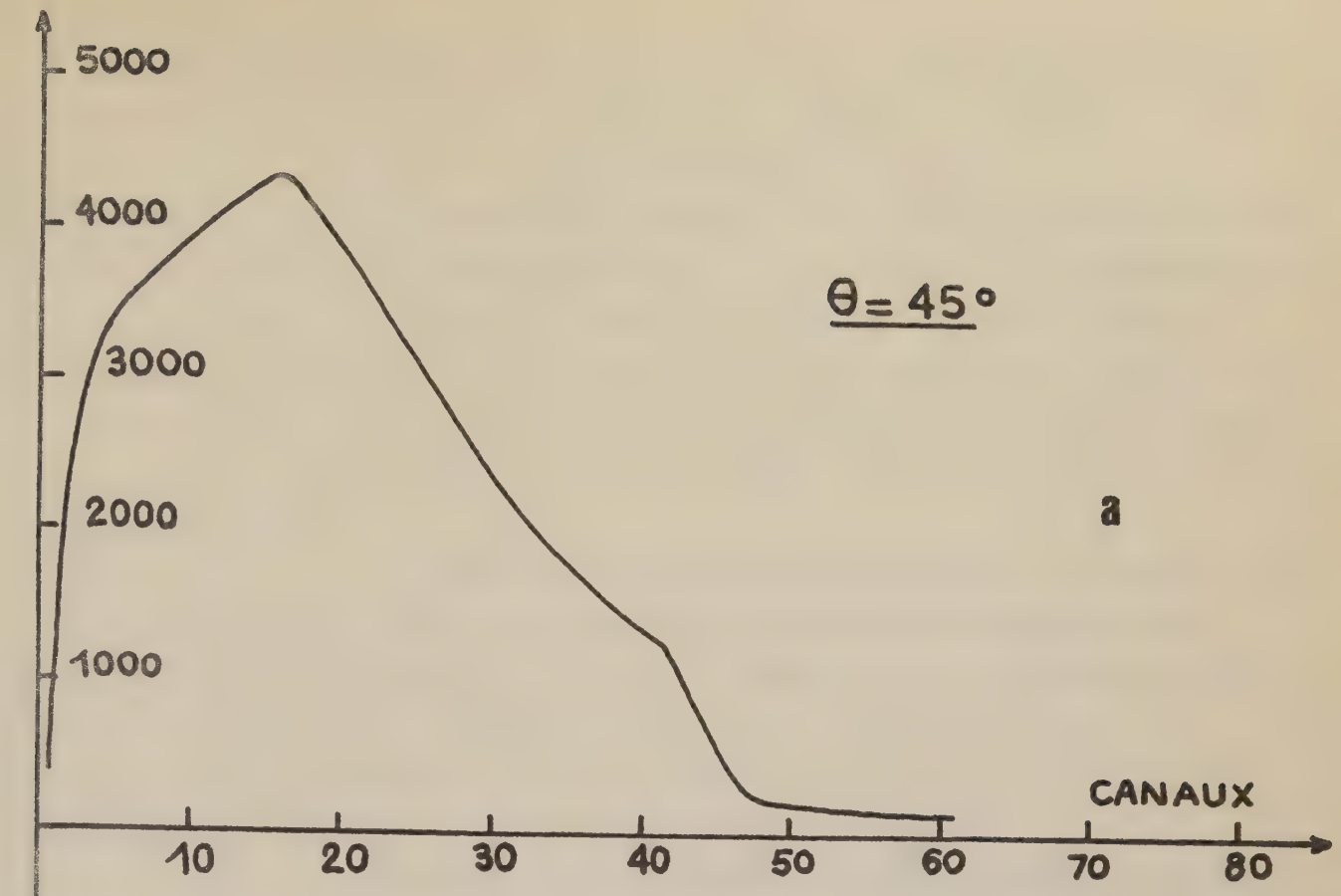


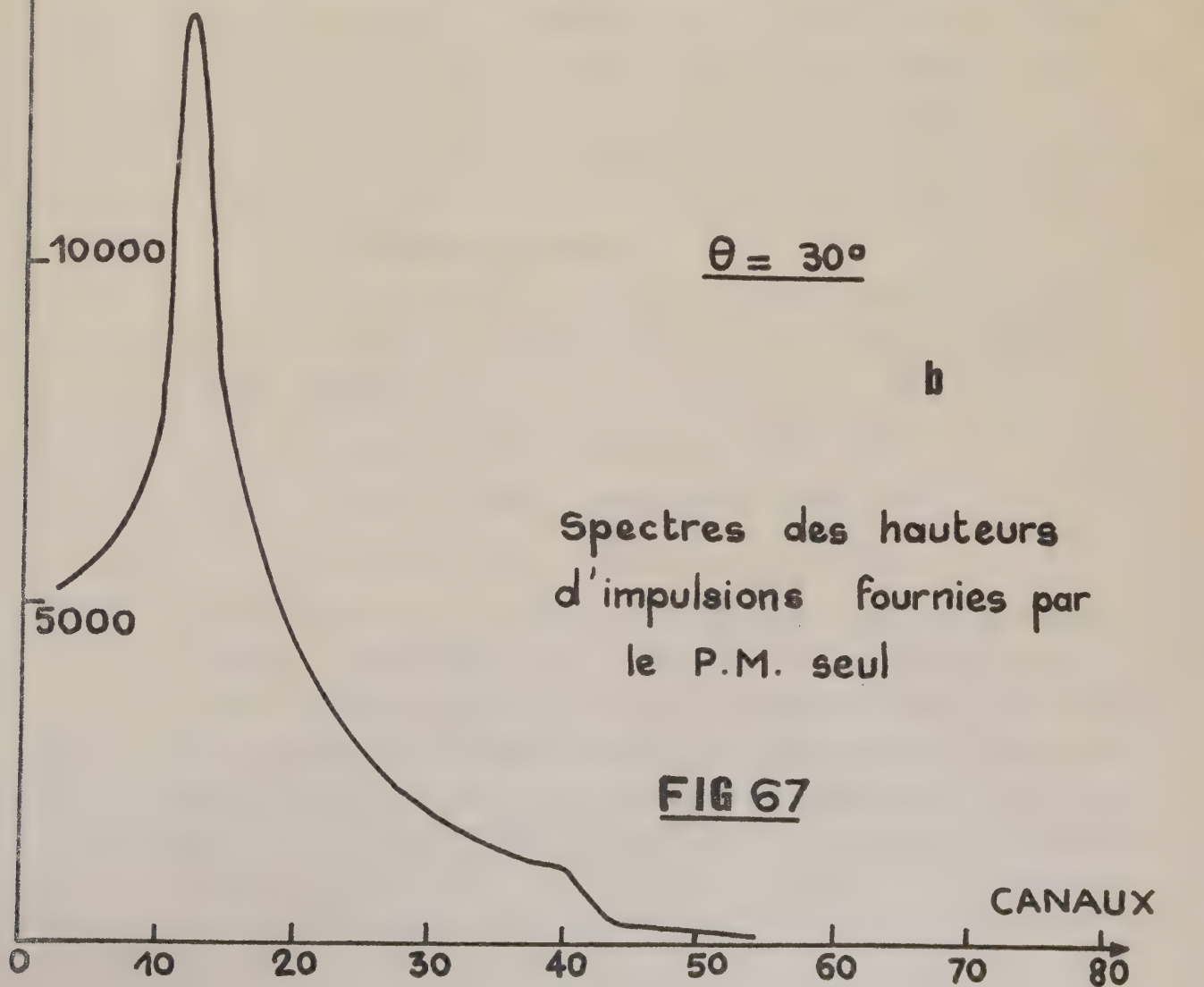


COURBE DE COÏNCIDENCES

FIG 66

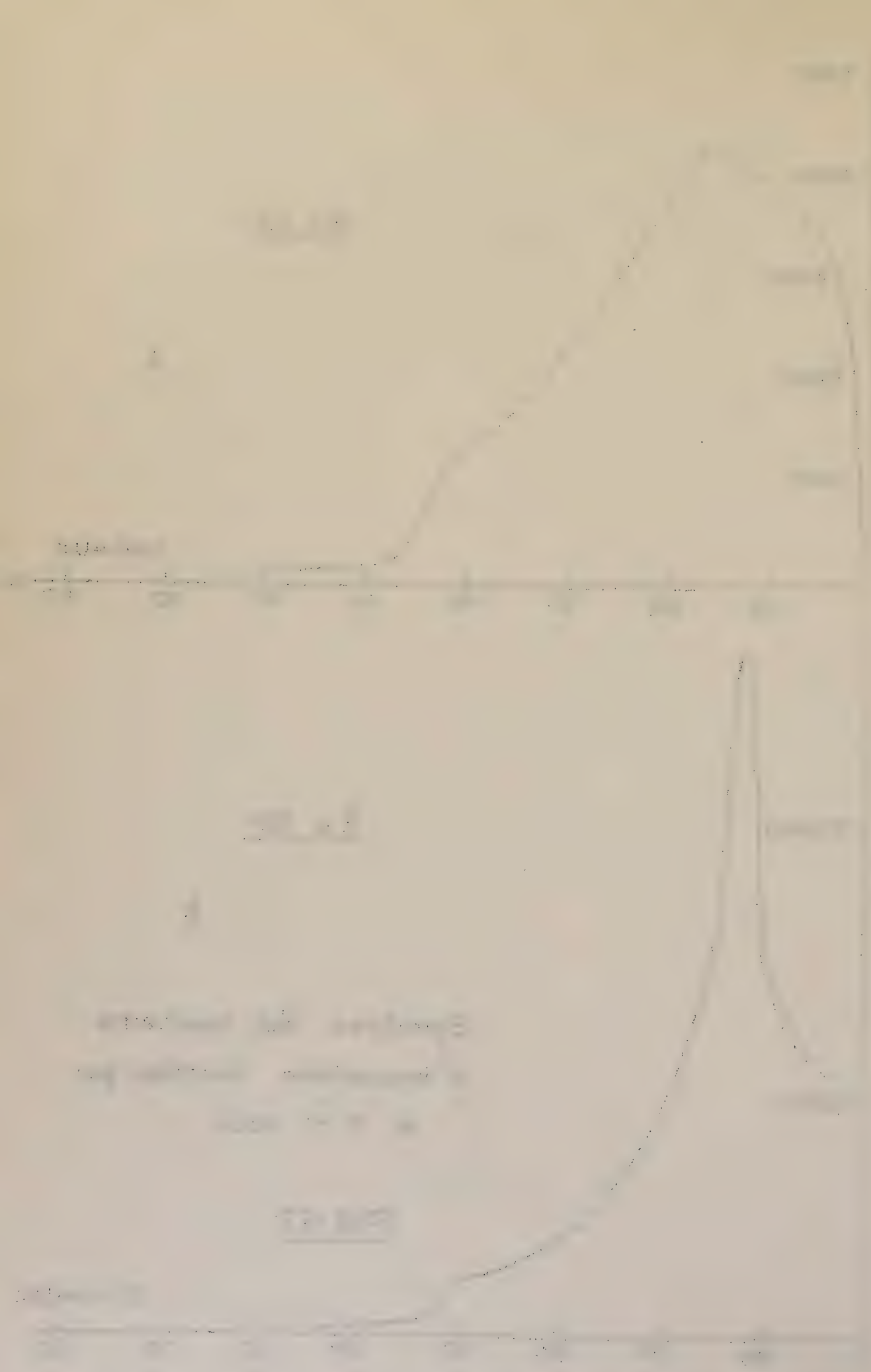






Spectres des hauteurs d'impulsions fournies par le P.M. seul

FIG 67



spectre présente une coupure nette dans la région des grandes impulsions : cette coupure correspond à l'énergie des protons dont le parcours est égal à l'épaisseur du scintillateur.

Le même spectre, réalisé à 30°, montre un pic très net dans la région des basses impulsions. Ce pic provient des protons énergétiques diffusés par la cible, qui traversent le scintillateur et laissent dans ce dernier une énergie très faible. La figure 67 bis montre un spectre identique, après sélection d'une fenêtre d'énergie par le sélecteur monocanal. La largeur à mi-hauteur de la fenêtre est égale à ± 5 MeV.

Enfin nous montrons Figures 68 a et 68 b le spectre d'identification obtenu, par analyse en coïncidence des impulsions ΔE issues de la jonction. Les cinq particules sont suffisamment différenciées pour permettre d'évaluer les rapports de production des divers fragments légers. Ce dernier spectre est obtenu à un angle de 45°.

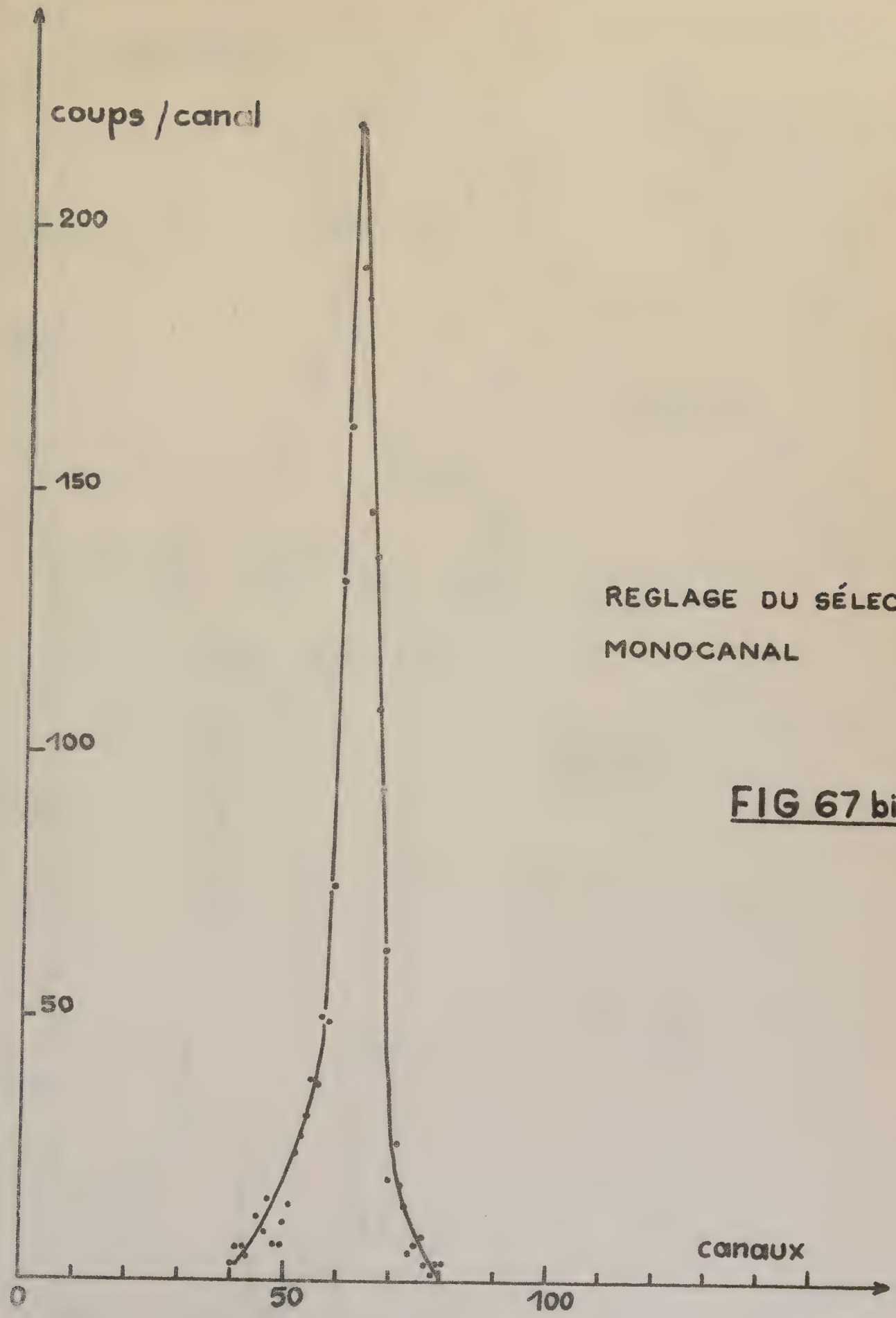
Néanmoins, on peut constater que les rapports pic-vallée (de droite à gauche) ne dépassent pas 3 à 4 dans les meilleures conditions ; ceci nous a amenés à élaborer un programme d'analyse de ces spectres (programme "Diane" - organigramme en appendice). Les pics d'identification sont représentés par des courbes de Gauss adaptées aux pics expérimentaux par la méthode des moindres carrés.

Etalonnage en énergie

L'étalonnage de la voie diode a été effectué au moyen de particules d'énergie connue. Pour cela, nous avons utilisé trois sources radioactives :

- Source ^{137}Cs (électrons de 624 keV)
- Source ^{241}Am (hélions de 5,40 MeV)
- Source ThC' (hélions de 8,8 MeV)

Cet étalonnage nous a permis de vérifier que la réponse est bien linéaire. L'étalonnage de la "voie PM" n'est pas indispensable : en effet la connaissance de la perte d'énergie ΔE dans la diode de 700 µm permet de calculer l'énergie E correspondante. Nous avons ainsi pu vérifier, pour chaque spectre d'identification, que chaque pic p, d, t, ^{3}He, ^{4}He donnait bien la même énergie dans le scintillateur.



REGLAGE DU SÉLECTEUR MONOCANAL

FIG 67 bis

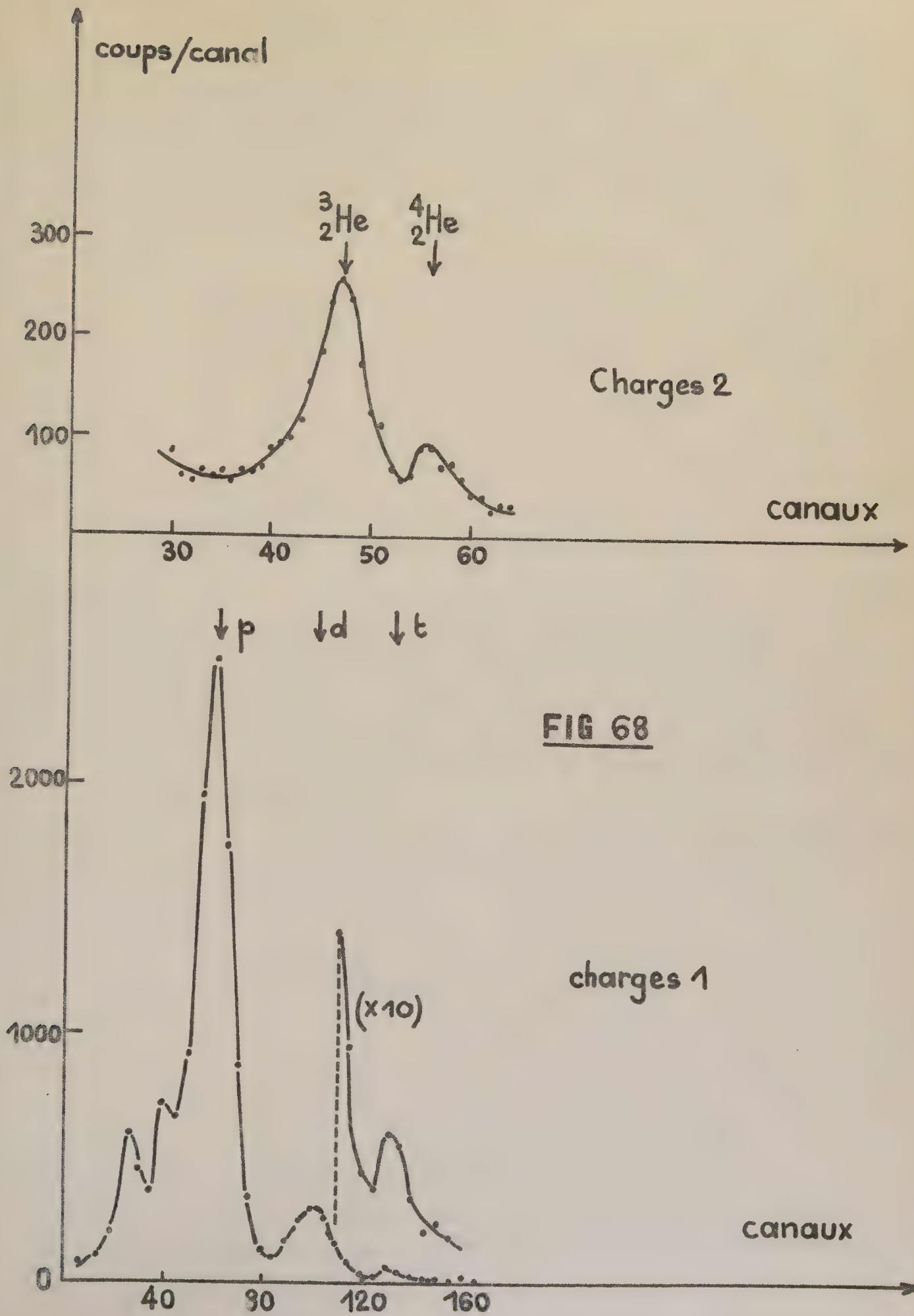
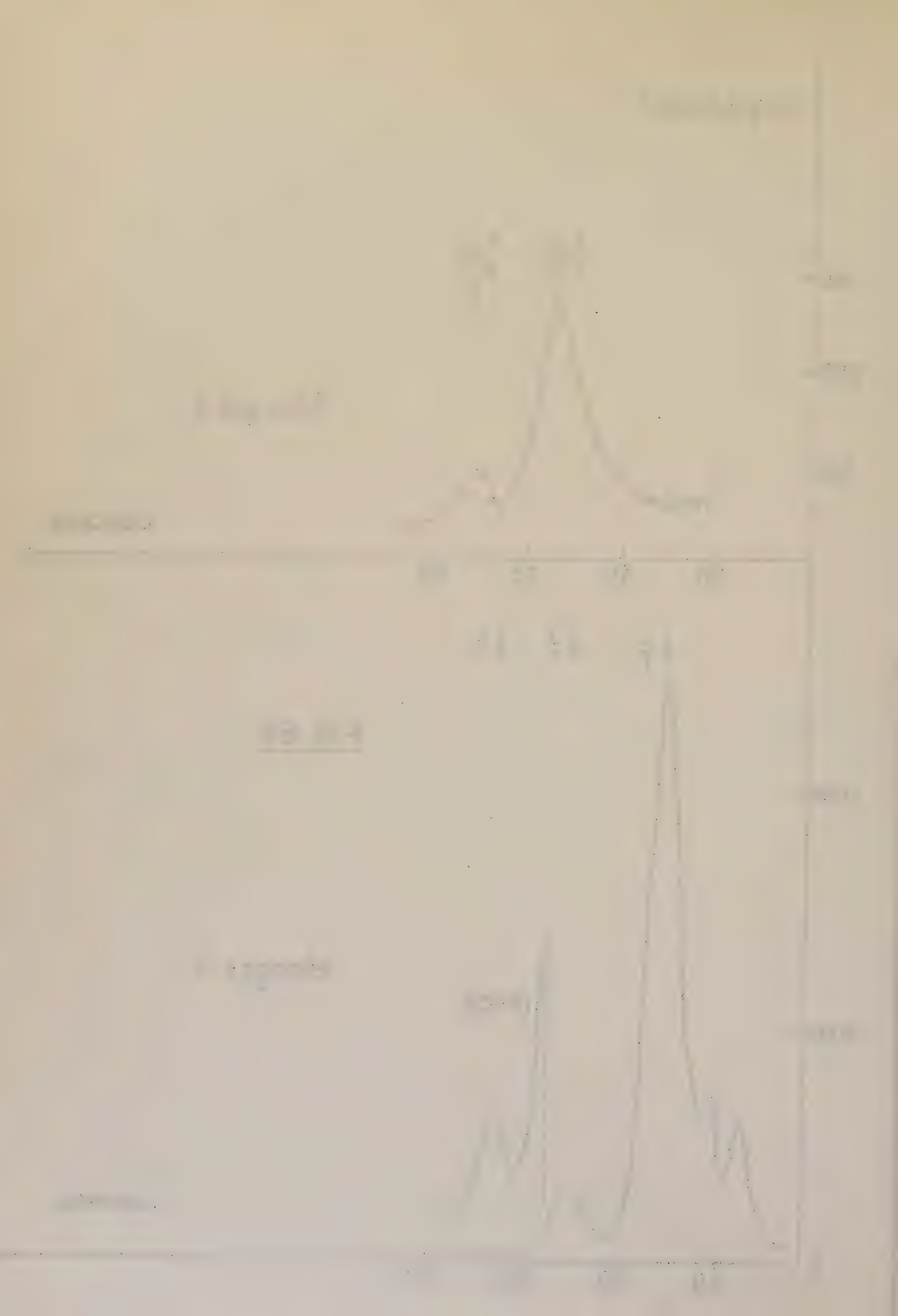

coups/canal
300
200
100
^3_2He
^4_2He
Charges 2
canaux
30
40
50
60
↓p
↓d
↓t
2000
1000
0
(x10)
charges 1
canaux
40
80
120
160

FIG 68



Rapports de production

Ces rapports sont donnés dans le tableau suivant. Les rapports $^{3}He/^{4}He$ sont donnés à une énergie élevée : en effet lors de cette expérience, le scintillateur NaI utilisé possédait une fenêtre d'aluminium de 500 µm, associée à une épaisseur d'alumine de 1500 µm ; ces fenêtres ont pour effet d'absorber les hélions d'énergie inférieure ou égale à 100 MeV.

(45° LAB) Cible : ^{27}Al

Energie des fragments	50 MeV	75 MeV	100 MeV	165 MeV	180 MeV
d/p	0,14	0,20	0,25	-	-
t/d	0,17	0,14	0,15	-	-
$^{4}_{2}He/^{3}_{2}He$	-	-	-	0,22	0,19

Ces résultats mettent en évidence l'abondance de l'isotope $^{3}_{2}He$ dans la partie énergétique du spectre ; précisons qu'aucune mesure du rapport $^{3}He/^{4}He$ n'avait été effectuée dans ces conditions expérimentales ; les données actuelles concernent soit la partie basse énergie des spectres (POSKANZER (48)) soit l'éjection à très petit angle (5° Lab) de particules ^{3}He et ^{4}He de plusieurs centaines de MeV (KOMAROV (54)).

Les résultats obtenus à un angle de 30° LAB sont analogues aux précédents et sont donnés dans le tableau ci-dessous.

Energie des fragments	45	60	80	100
d/p	0,20	0,19	0,195	0,20
t/d	0,21	0,30	0,28	0,28

Rapport $^{3}He/^{4}He$ à 150 MeV : 0,20

Spectres énergétiques

Les figures suivantes (69 - 70) donnent les spectres énergétiques obtenus à 45° et 30° LAB. Les incertitudes ont été déterminées de la manière suivante :

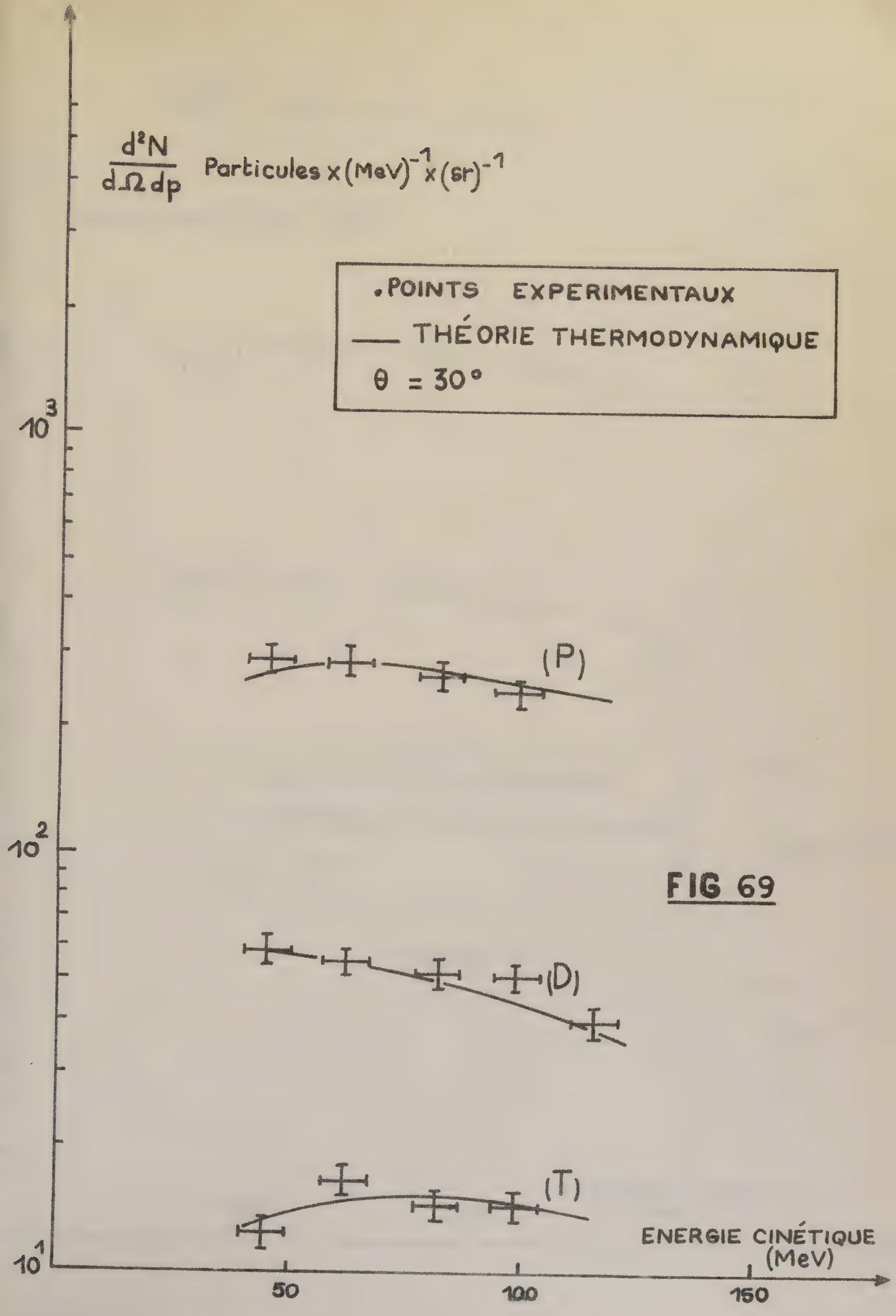

$\frac{d^2N}{d\Omega\, dp}$ Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
• POINTS EXPERIMENTAUX
THÉORIE THERMODYNAMIQUE
θ = 30°
10^3
10^2
10^1
(P)
(D)
(T)
ENERGIE CINÉTIQUE (MeV)
50
100
150

FIG 69

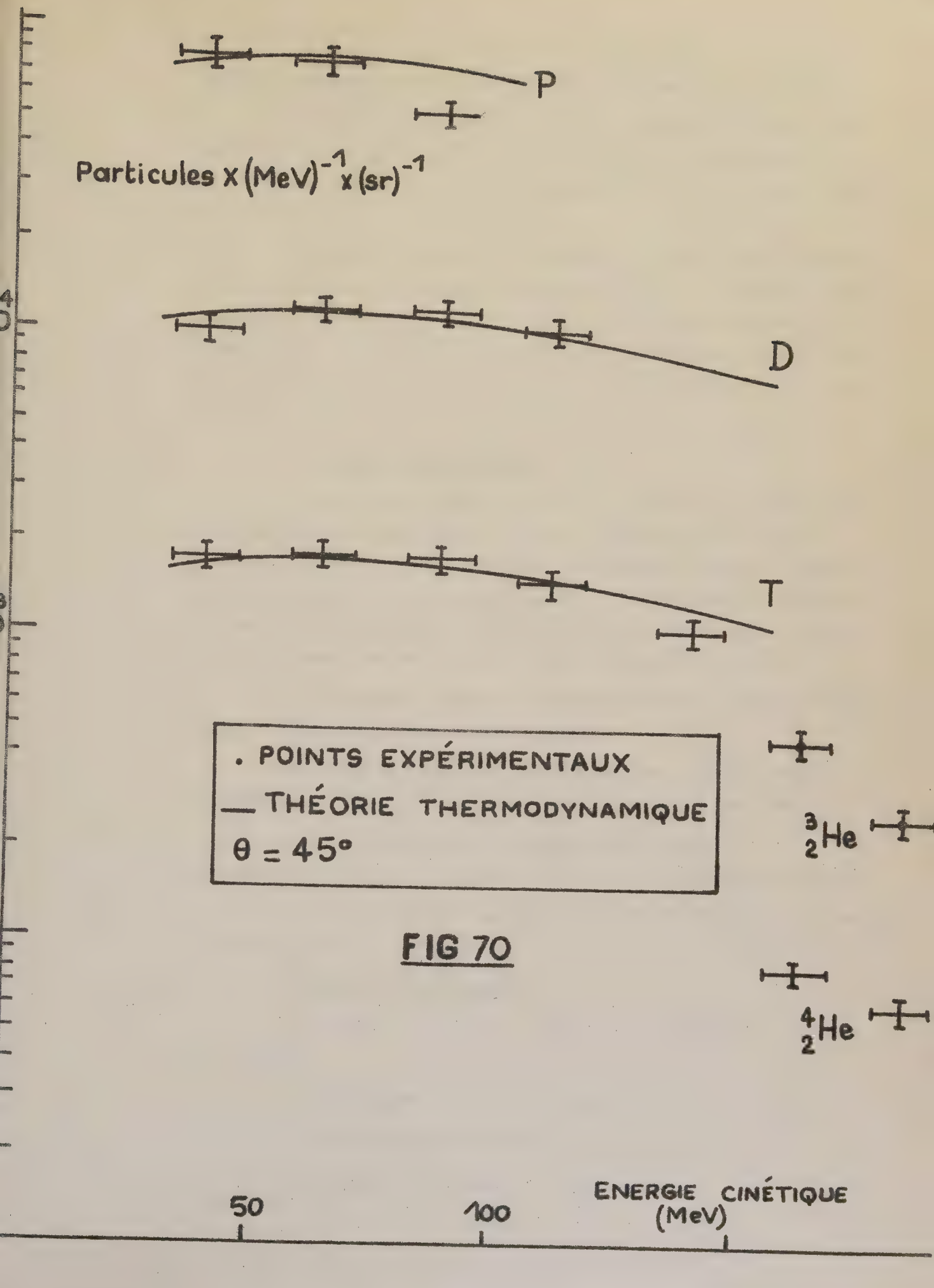

P
Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
D
T
. POINTS EXPÉRIMENTAUX
— THÉORIE THERMODYNAMIQUE
θ = 45°
$^{3}_{2}$He
$^{4}_{2}$He
50
100
ENERGIE CINÉTIQUE
(MeV)

FIG 70

- Incertitude suivant l'axe des abscisses : correspond à la largeur à mi-hauteur de la fenêtre d'énergie correspondante.

- Incertitude suivant l'axe des ordonnées : tient compte des fluctuations du faisceau. Ces dernières ont été étudiées à l'aide d'une chambre à émission secondaire et ont une valeur moyenne de ± 8 %.

Lors de cette série d'expériences, nous n'avons pas effectué de mesures à une énergie inférieure à 40 MeV, à cause de l'absorption des fragments par l'air et par les diverses fenêtres. D'autre part, le spectre de protons est donné dans une gamme d'énergie réduite : en effet ces derniers traversent entièrement le scintillateur à une énergie voisine de 100 MeV.

C) *Mesures systématiques*

Les résultats obtenus lors de l'expérience préliminaire nous ont amenés à envisager une étude systématique des sections efficaces différentielles d'éjection de nuclides légers. Dans ce but, une proposition d'expérience (135) a été présentée et acceptée au Comité de Physique du CERN. Elle concerne la mesure de ces sections efficaces par la méthode (E, ΔE). (Expérience "SC 33")

L'expérience a début en novembre 1970 et se poursuit actuellement. Elle est prévue en deux étapes :

* Détermination de la partie énergétique des spectres (énergie $\gtrsim$ 20 MeV) par la méthode jonction-scintillateur NaI;

* Détermination de la partie basse énergie (énergie $\lesssim$ 30 MeV) par utilisation d'un télescope à deux jonctions.

Les résultats que nous donnons dans ce travail concernent la première étape.

Dispositif expérimental

Il diffère de celui de l'expérience préliminaire en ce qui concerne :

- la conception du scintillateur

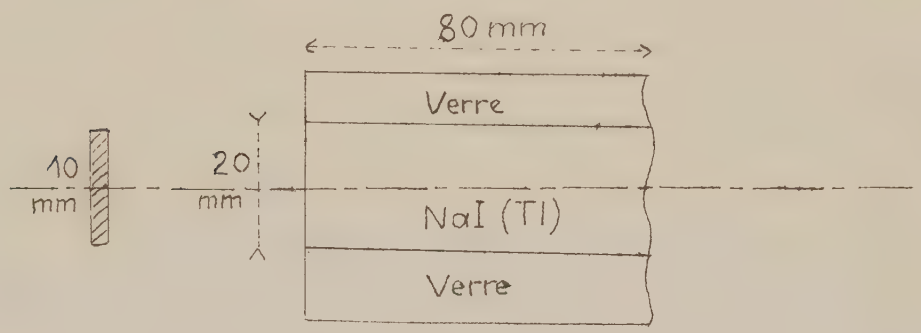
- le dispositif mécanique

- l'enregistrement des données.

Scintillateur

Nous avons réduit le rapport entre la section droite du scintillateur cylindrique et la surface active de la jonction, dans le but de diminuer le nombre d'impulsions reçues par le scintillateur seul.

D'autre part, l'épaisseur de la fenêtre placée devant le scintillateur a été réduite à 30 µm afin de diminuer l'absorption des particules (notamment $^{3}_{2}He$ et $^{4}_{2}He$). Le scintillateur NaI (Tl) est entouré d'un guide de lumière en verre, et associé à un photomultiplicateur 143 AVP suivi d'un préamplificateur. Le schéma ci-dessous montre l'ensemble du dispositif.



Disposition mécanique

Contrairement à l'expérience préliminaire, nous avons travaillé dans le vide afin d'éliminer le bruit de fond dû à l'air. La figure 71 montre l'ensemble du dispositif. La cible C est placée au centre d'une chambre à vide circulaire. Un bras de détection B définit l'angle d'éjection des particules ; la fenêtre de sortie est en mylar de 100 µm, les détecteurs eux-mêmes restant dans l'air (l'influence de la couche d'air de 40 mm entre diode et scintillateur est négligeable). Les deux bras situés dans l'axe du faisceau ont pour but d'éloigner de la cible les fenêtres d'entrée et de sortie.

Afin d'éliminer le halo du faisceau - lequel produirait des interactions dans les parois de la chambre à vide - nous avons disposé un collimateur de plomb de section 5 x 5 cm^2, de longueur 80 cm, devant la fenêtre d'entrée.

Deux chambres à émission secondaire CE 1 et CE 2 sont placées, l'une avant le collimateur, l'autre après la chambre à vide ;

leur but est de mesurer l'intensité du faisceau. La méthode des feuilles d'aluminium est également employée.

Deux écrans de sulfure de zinc permettent de vérifier le centrage du faisceau ; le point de focalisation de ce dernier se trouve exactement sur la cible. Comme dans l'expérience préliminaire, l'ensemble du télescope E, ΔE est placé dans un blindage de plomb.

Enregistrement des données

Le schéma synoptique de la figure 72 montre l'ensemble de l'électronique. On utilise sur chaque voie deux amplificateurs linéaires à sortie bipolaire et deux détecteurs de passage à zéro donnant des impulsions de largeur 20 ns. La sortie du circuit de coïncidence permet de déclencher l'enregistrement des impulsions E et ΔE, par l'intermédiaire de convertisseurs analogiques digitaux, sur ruban perforé.

Afin de faciliter le traitement ultérieur, ces informations sont ensuite transférées sur bande magnétique.

Le programme d'analyse des données définit une série de fenêtres $E \pm \varepsilon$; le spectre des impulsions ΔE correspondant à une fenêtre $E \pm \varepsilon$ est établi pour chaque fenêtre. On obtient ainsi une série de spectres d'identification permettant de contrôler la séparation des particules sur tout le domaine énergétique. Les détails concernant l'ensemble de l'expérience seront ultérieurement décrits par J. DHERMAIN (136).

L'avantage de notre dispositif est d'éviter l'emploi d'un ensemble du type "Goulding", lequel nécessite le changement des détecteurs (E, ΔE) pour plusieurs gammes d'énergie. Notre dispositif demande un seul ensemble (E, ΔE) pour toutes les énergies comprises entre 20 MeV et 200 MeV.

Résultats obtenus

Les résultats expérimentaux que nous présentons concernent des cibles $^{12}_{6}C$, $^{27}_{13}Al$ et ^{197}Au. Les deux premières cibles ont été choisies pour des raisons astrophysiques évidentes, et la troisième en raison du nombre de masse élevé (test de notre modèle thermodynamique pour les noyaux lourds). Les angles d'éjection sont respectivement 75° et 45°.

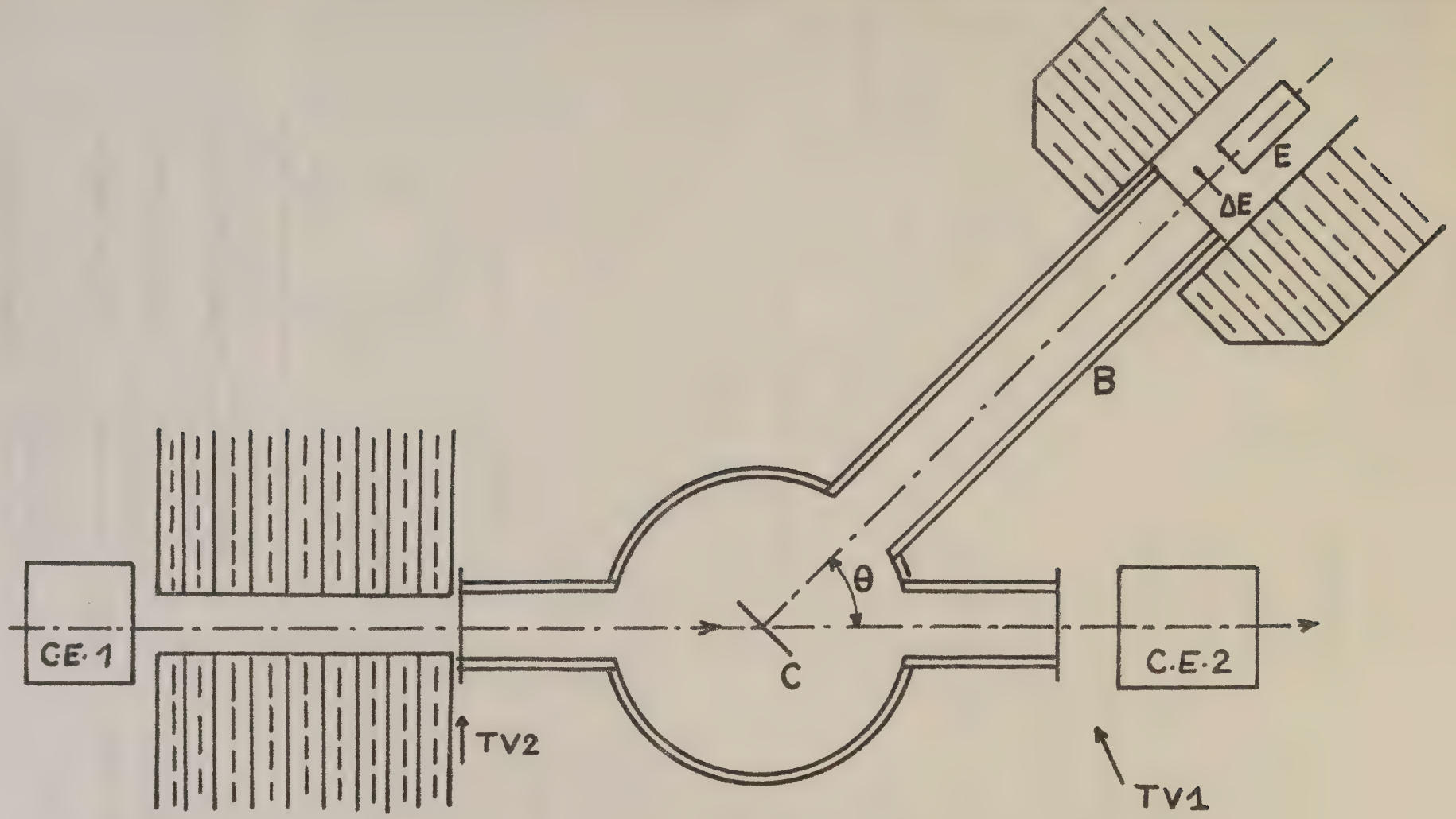


FIG 71 Chambre à vide SC 33



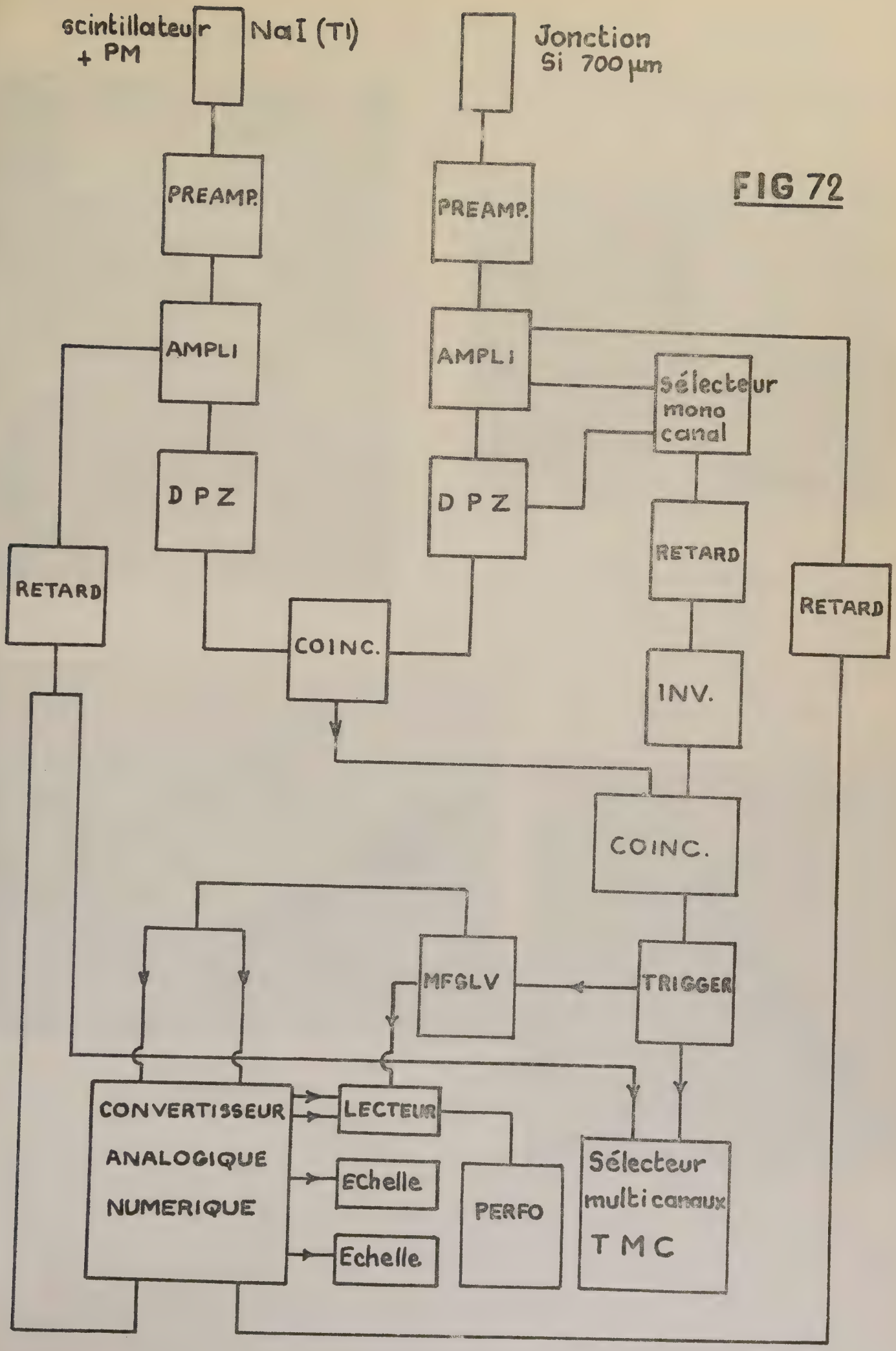
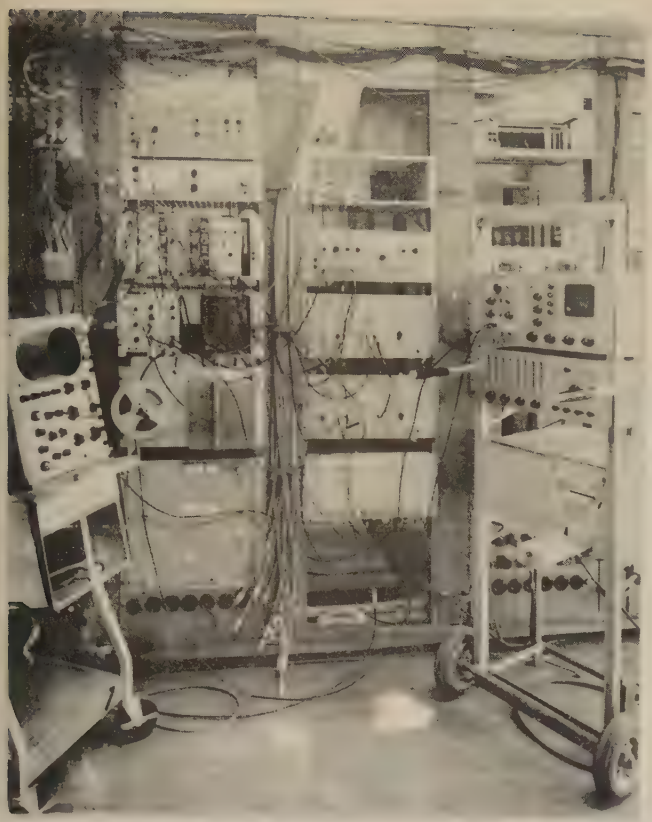
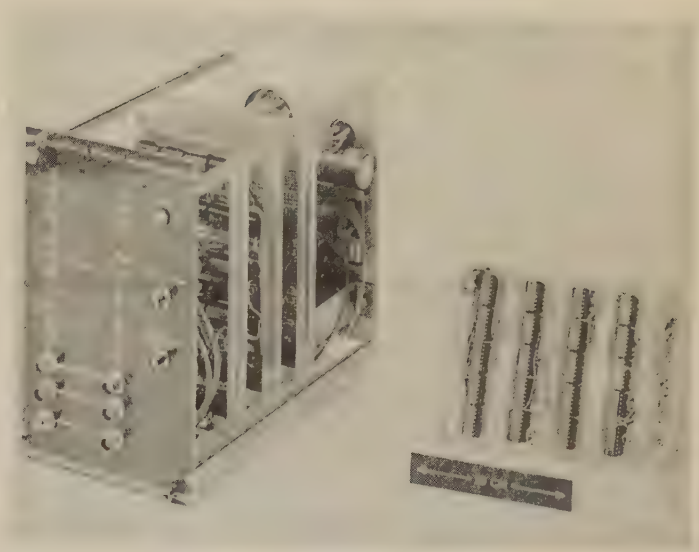

scintillateur + PM
NaI (Tl)
Jonction Si 700 µm
PREAMP.
PREAMP.
AMPLI
AMPLI
sélecteur mono canal
D P Z
D P Z
RETARD
RETARD
RETARD
COINC.
INV.
COINC.
MFSLV
TRIGGER
CONVERTISSEUR ANALOGIQUE NUMERIQUE
LECTEUR
Echelle
Echelle
PERFO
Sélecteur multicanaux T M C

FIG 72

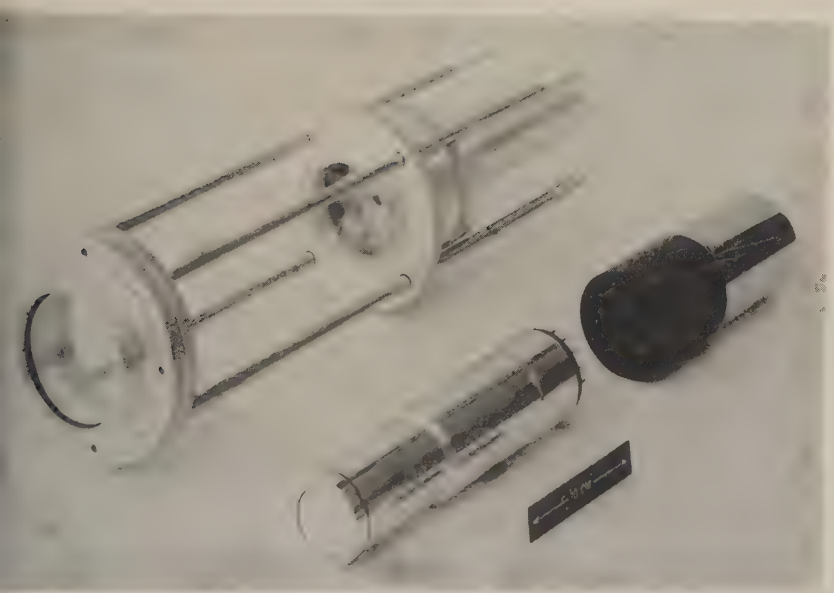




Vue d'ensemble de l'électronique SC 33



Dispositif de codage



Le détecteur NaI (Tl)
et son support

La chambre à vide



La figure 73 montre la résolution en identification. On peut juger de l'importance de l'amélioration apportée (comparer avec la fig. 67). Les cinq particules p, d, t, τ, α sont parfaitement différenciées.

Les spectres expérimentaux obtenus sont présentés sur les figures suivantes :

Fig. 74 : Spectres énergétiques des isotopes de charge 1 éjectés à un angle de 75° Lab (cible : $^{12}_{6}C$). Les courbes en trait pointillé représentent la théorie de Butler et Pearson. Les courbes en trait continu représentent les distributions prévues par notre théorie thermodynamique. Les spectres présentent une coupure à basse énergie due à l'absorption totale des particules dans la diode d'épaisseur 700 µm, ainsi qu'à l'absorption au départ de la cible.

Fig. 75 : Spectres énergétiques des isotopes de charge 1 éjectés à un angle de 75° Lab (cible : $^{27}_{13}Al$). Les courbes en trait continu représentent les distributions prévues par notre théorie thermodynamique. (La coupure à basse énergie est ici plus visible et correspond à une épaisseur de cible plus élevée).

Fig. 76 : Spectres énergétiques des isotopes de charge 1 éjectés à un angle de 75° Lab (cible : $^{27}_{13}Al$). Les courbes en trait pointillé représentent les distributions prévues par la théorie de Butler et Pearson et les courbes en trait continu les distributions prévues par notre théorie thermodynamique.

Fig. 77 : Spectres énergétiques des isotopes de charge 2 éjectés à un angle de 75° Lab. On note l'abondance de l'ion $^{3}_{2}He$. Les courbes en trait continu représentent les prédictions de notre théorie thermodynamique (cible : $^{12}_{6}C$).

Fig. 78 : Distributions analogues obtenues avec une cible $^{27}_{13}Al$. Nous observons que les taux de production $^{3}_{2}He$-$^{4}_{2}He$ sont presque identiques vers une énergie d'environ 50 à 60 MeV.

Fig. 79 : Distributions obtenues avec une cible d'or. Nous observons cette fois que les isotopes $^{3}_{2}He$ et $^{4}_{2}He$ sont produits avec une abondance égale vers 80 MeV. Ce résultat est en accord avec les observations de A.M. POSKANZER (48 et 137) à une énergie incidente de 5 GeV.

Les résultats suivants concernent un angle d'éjection de 45° Lab.

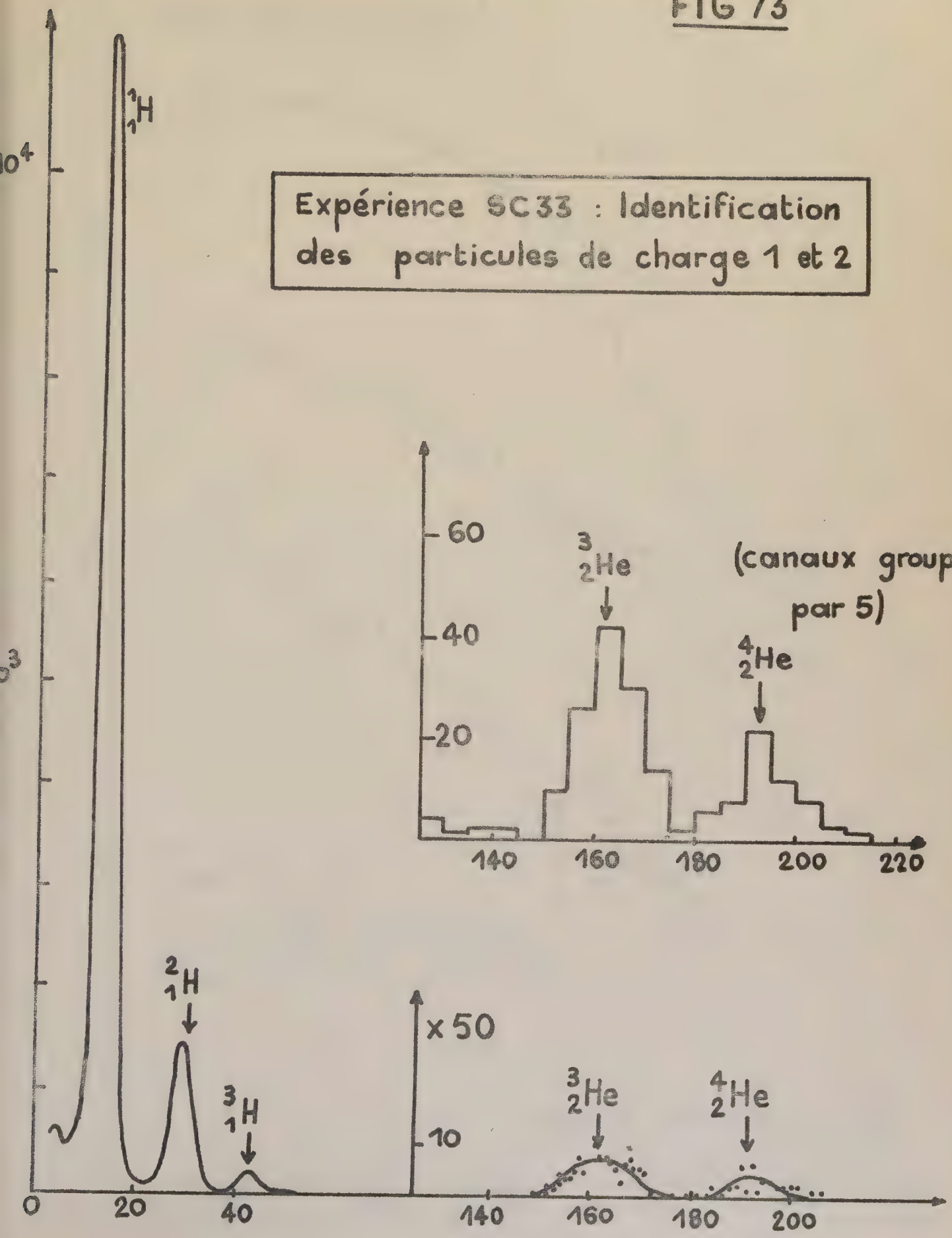
Fig. 80 : Spectres énergétiques des isotopes de charge 1 émis à 45° à partir d'une cible de carbone. La courbe en trait continu représente les prédictions de notre théorie thermodynamique.

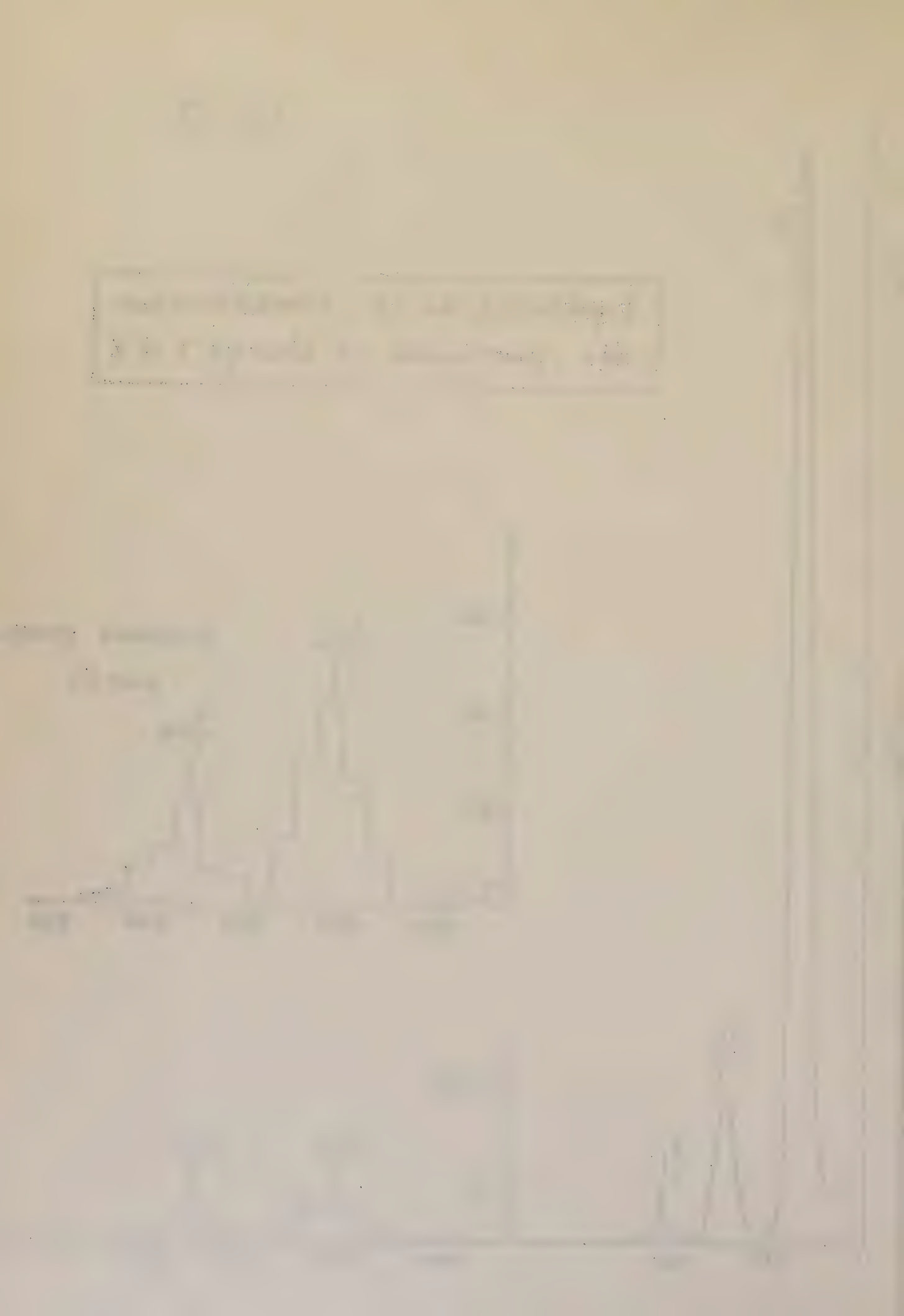
Fig. 81 : Spectres énergétiques obtenus avec une cible $^{27}_{13}Al$ (isotopes de charge 1)

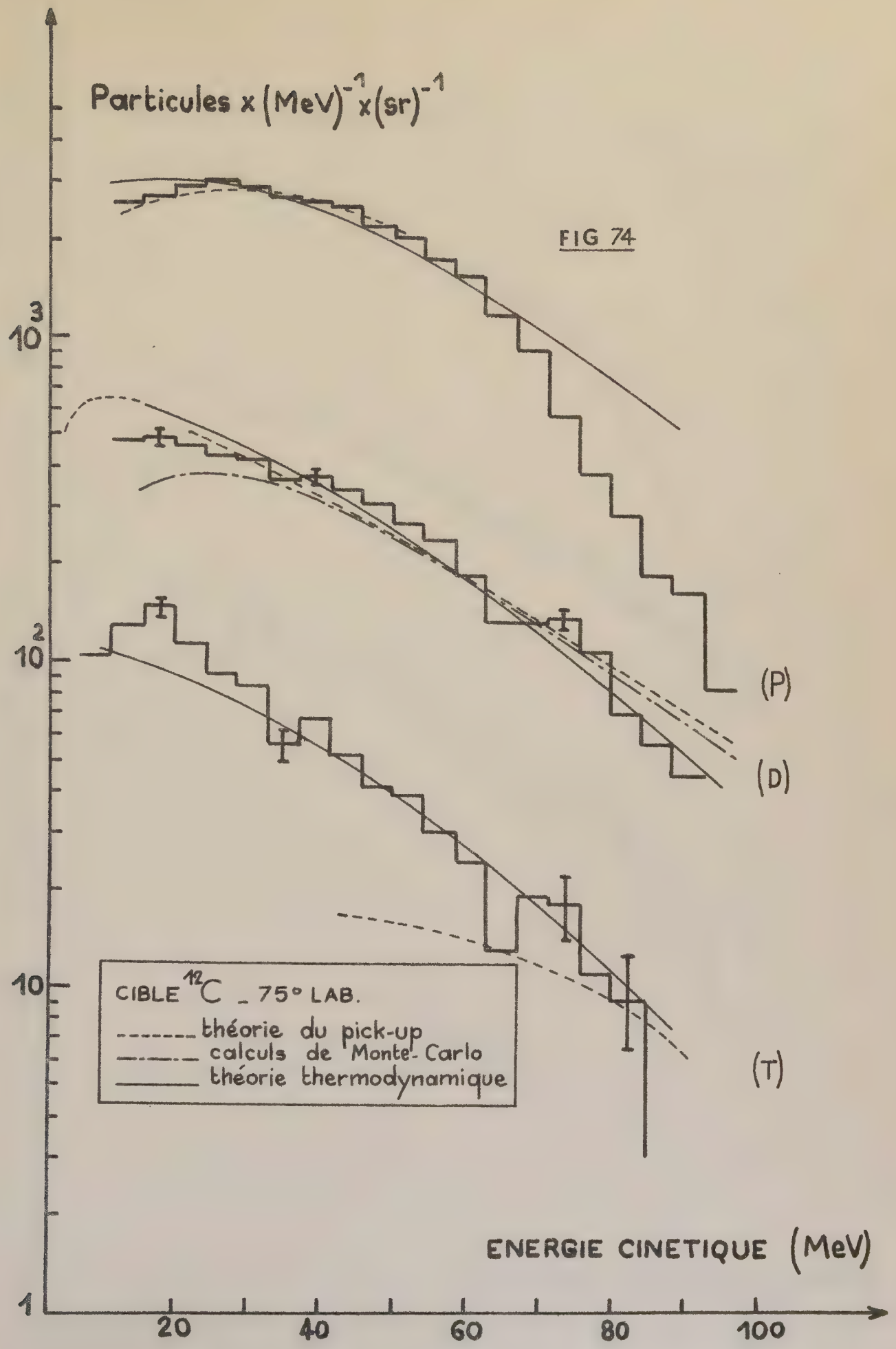
Fig. 82,83,84 : Isotopes de charge 2 émis à 45° à partir de cibles ^{12}C, ^{27}Al, ^{197}Au. Les courbes théoriques correspondent à la théorie thermodynamique. Dans le cas de la cible d'or, on remarque l'abondance de l'ion ^{4}He jusqu'à une énergie de 90 MeV. Dans ce cas, seul le spectre énergétique de l'ion $^{3}_{2}He$ est correctement décrit par la théorie thermodynamique.

FIG 73

Expérience SC33 : Identification des particules de charge 1 et 2






Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
FIG 74
10^3
10^2
10
1
(P)
(D)
(T)
CIBLE ^{12}C _ 75° LAB.
théorie du pick-up
calculs de Monte-Carlo
théorie thermodynamique
ENERGIE CINETIQUE (MeV)
20
40
60
80
100



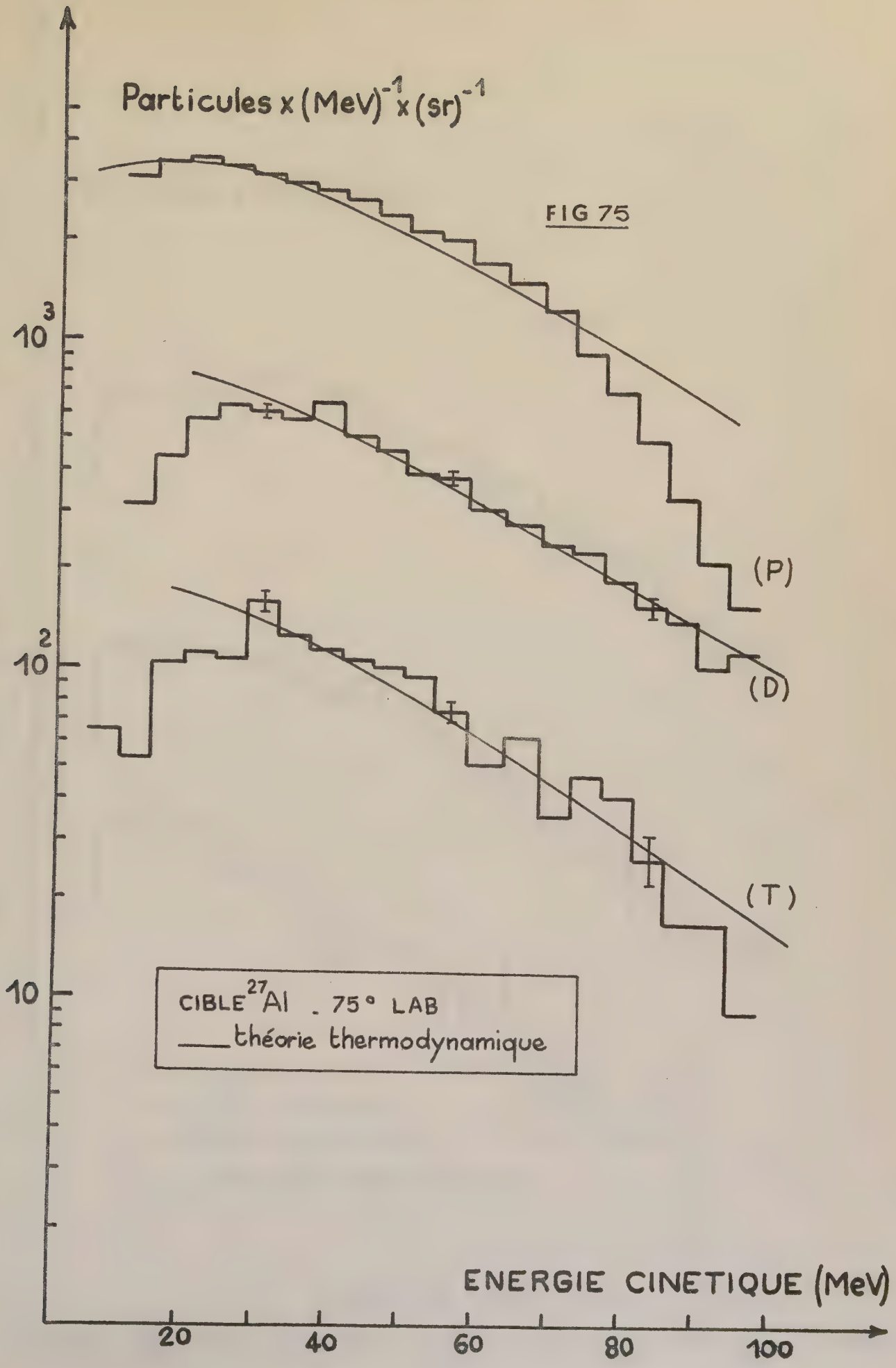
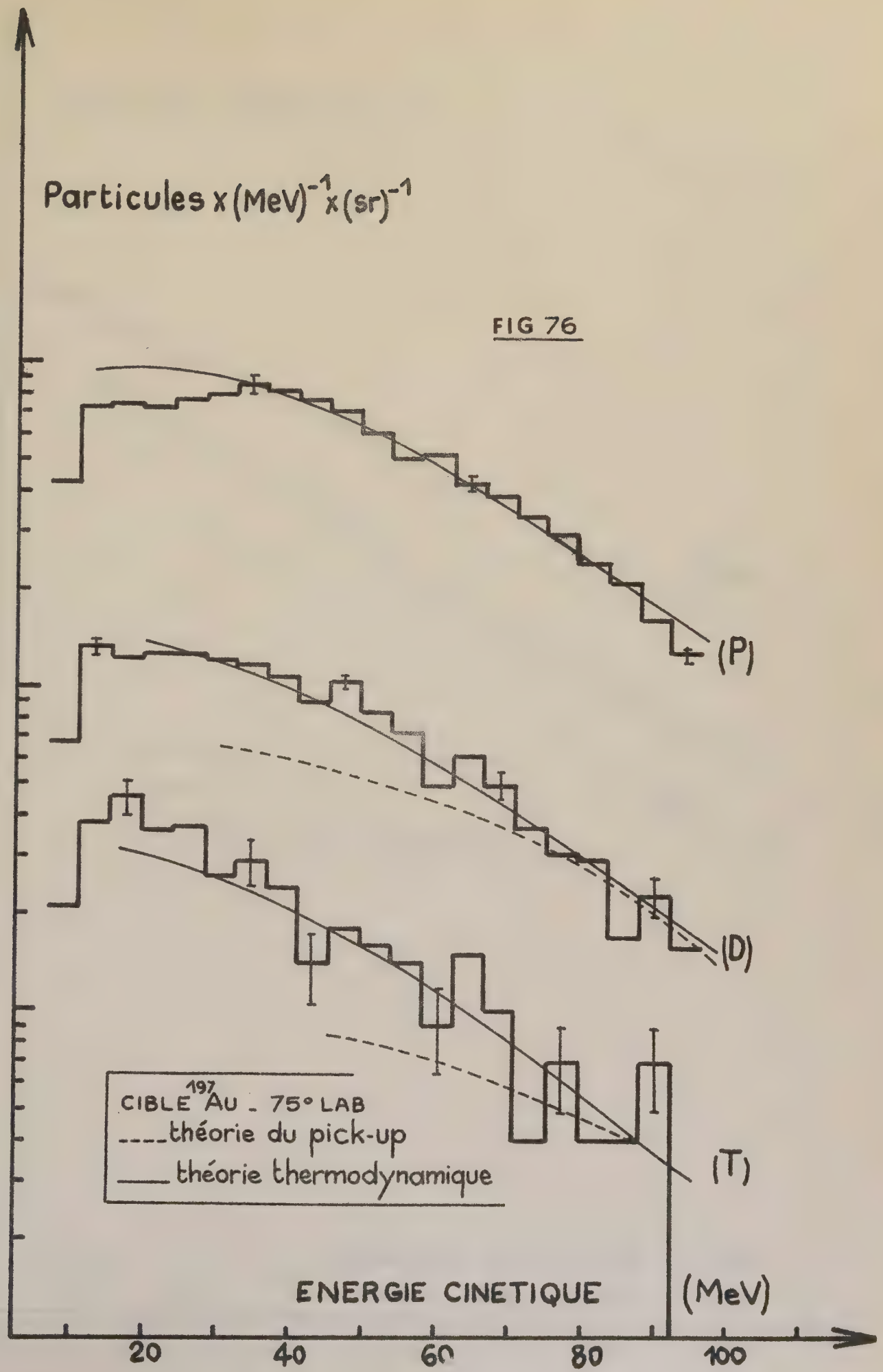

Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
FIG 75
10^3
10^2
10
(P)
(D)
(T)
CIBLE ^{27}Al . 75° LAB
___ théorie thermodynamique
ENERGIE CINETIQUE (MeV)
20
40
60
80
100



FIG 76


Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
(P)
(D)
(T)
CIBLE ^{197}Au - 75° LAB
____théorie du pick-up
____théorie thermodynamique
ENERGIE CINETIQUE (MeV)
20
40
60
80
100

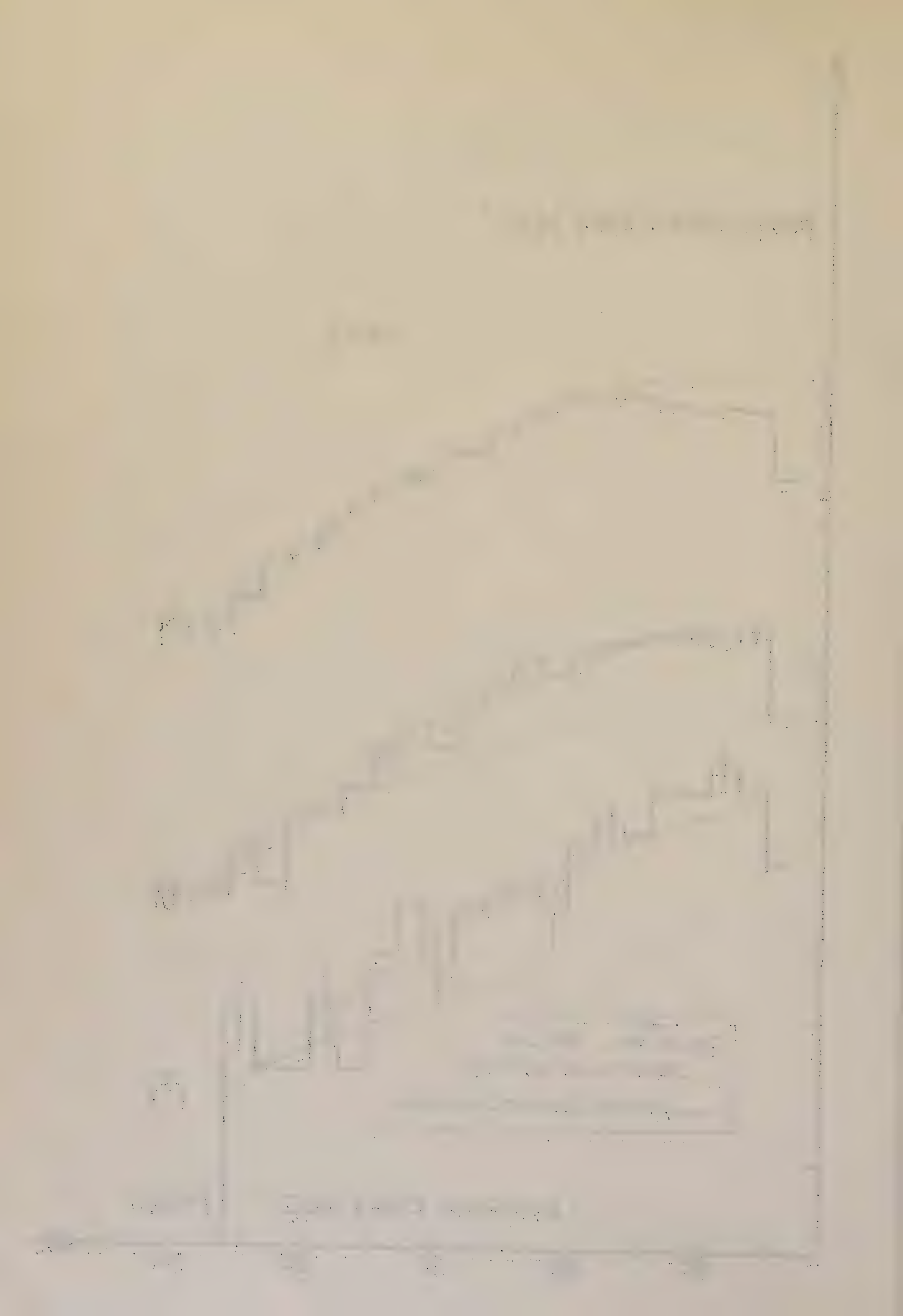


FIG.77

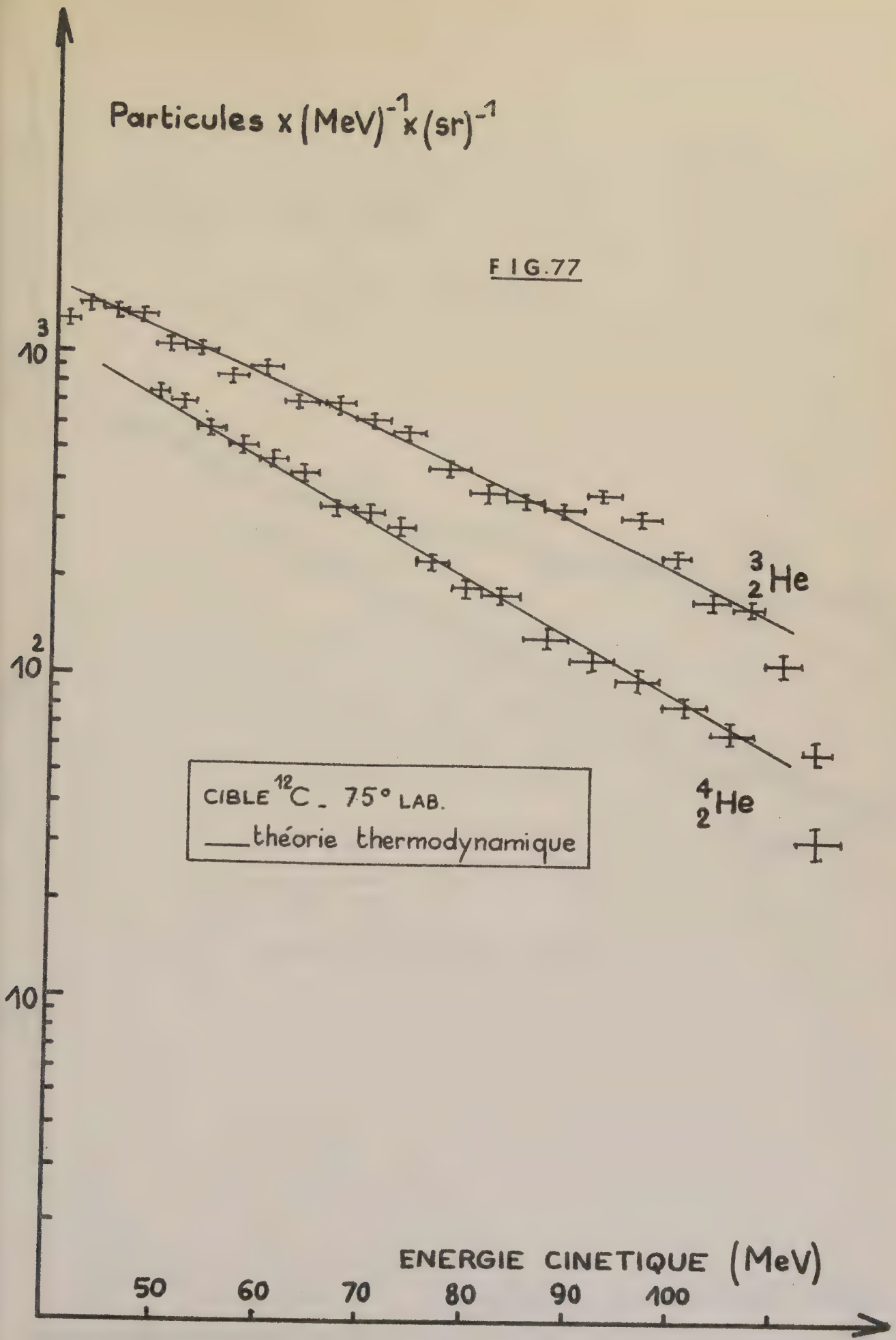
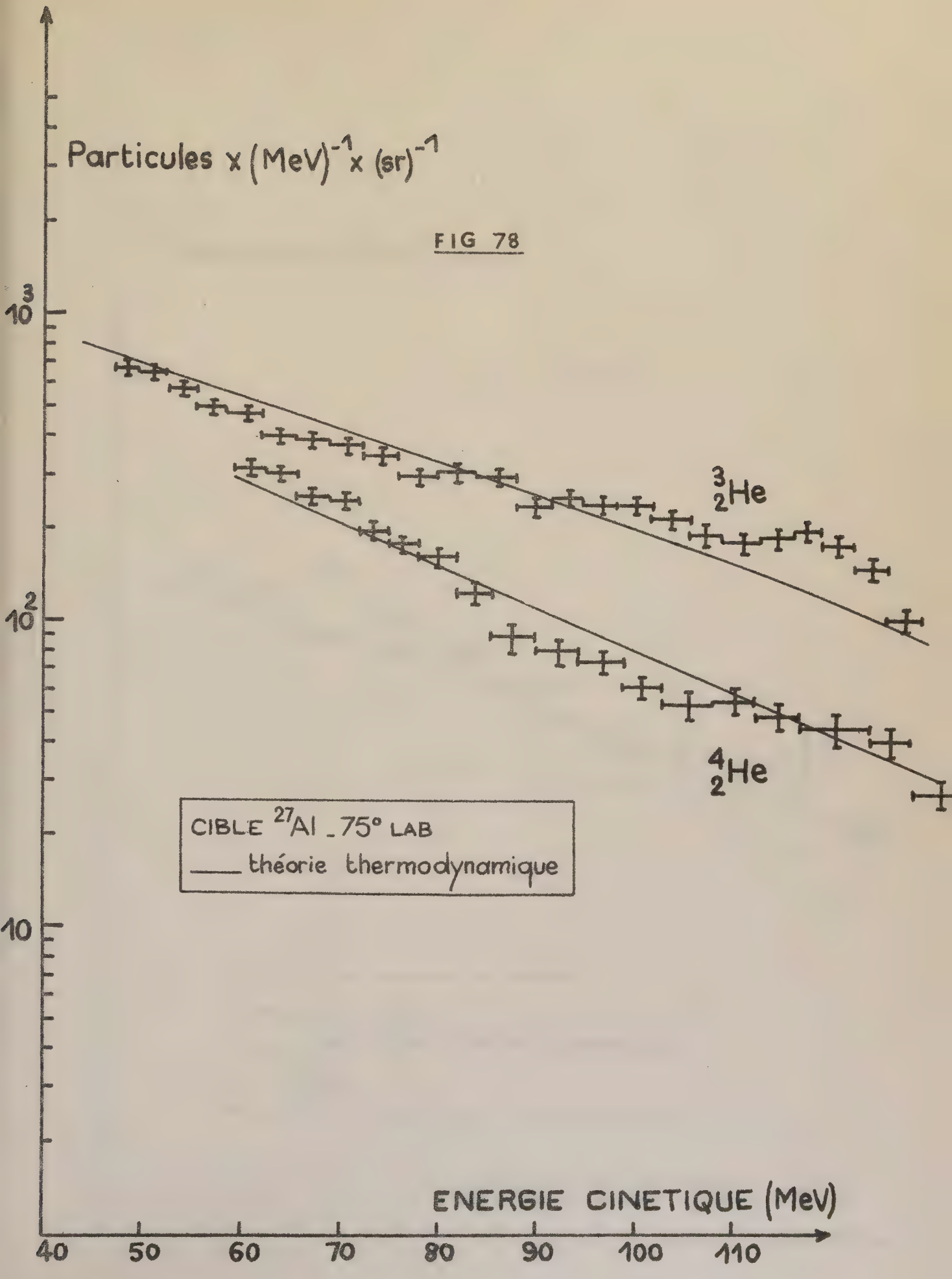
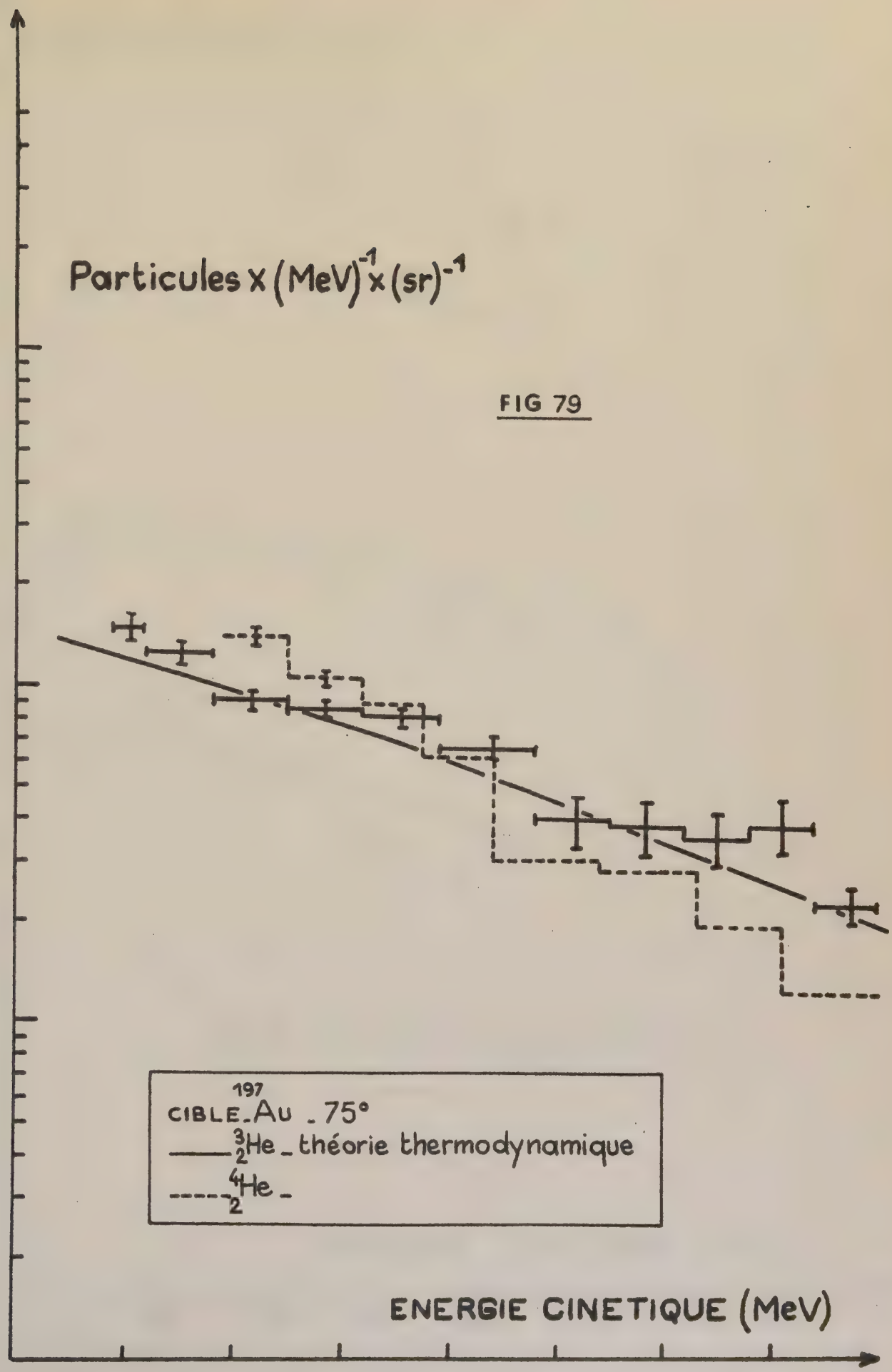

Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
3
10
2
10
10
$^{3}_{2}$He
$^{4}_{2}$He
CIBLE ^{12}C - 75° LAB.
théorie thermodynamique
50
60
70
80
90
100
ENERGIE CINETIQUE (MeV)



FIG 78


Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
10^3
10^2
10
$^3_2$He
$^4_2$He
CIBLE ^{27}Al _ 75° LAB
théorie thermodynamique
ENERGIE CINETIQUE (MeV)
40
50
60
70
80
90
100
110


Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
FIG 79
CIBLE ^{197}Au - 75°
$^{3}_{2}$He - théorie thermodynamique
$^{4}_{2}$He -
ENERGIE CINETIQUE (MeV)

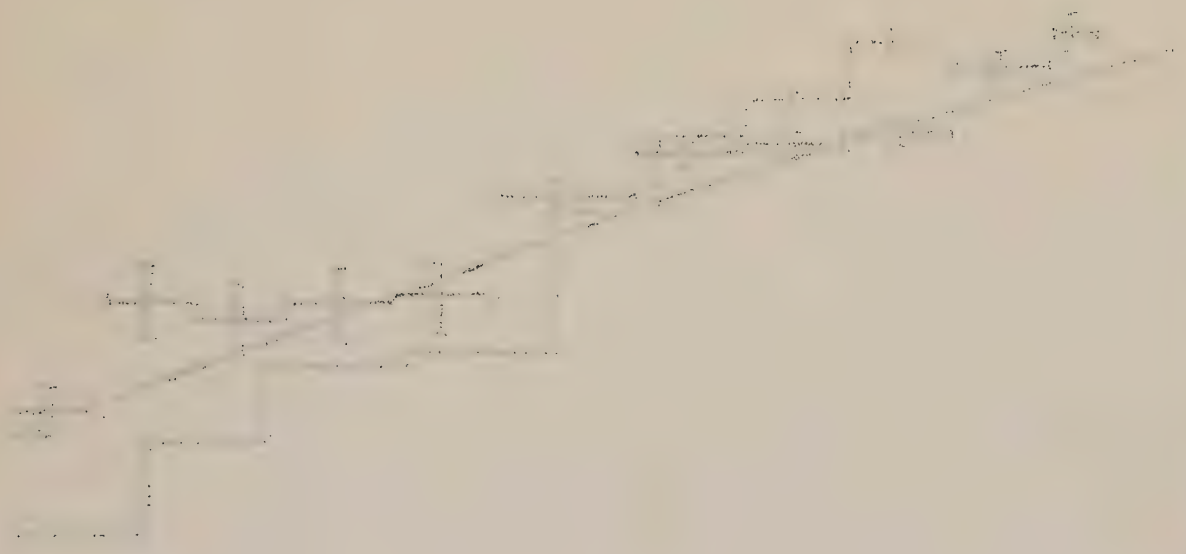


FIG 80

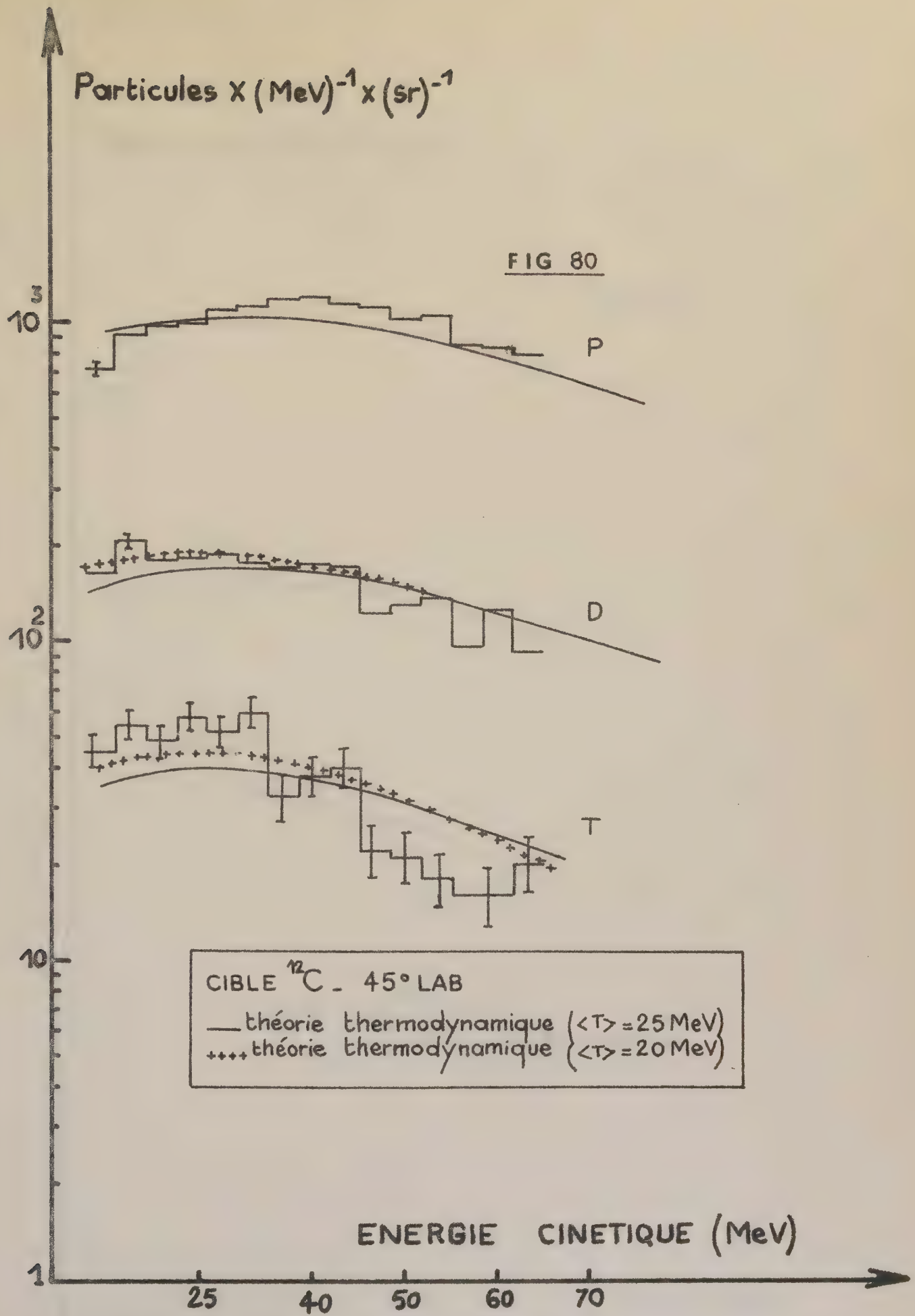
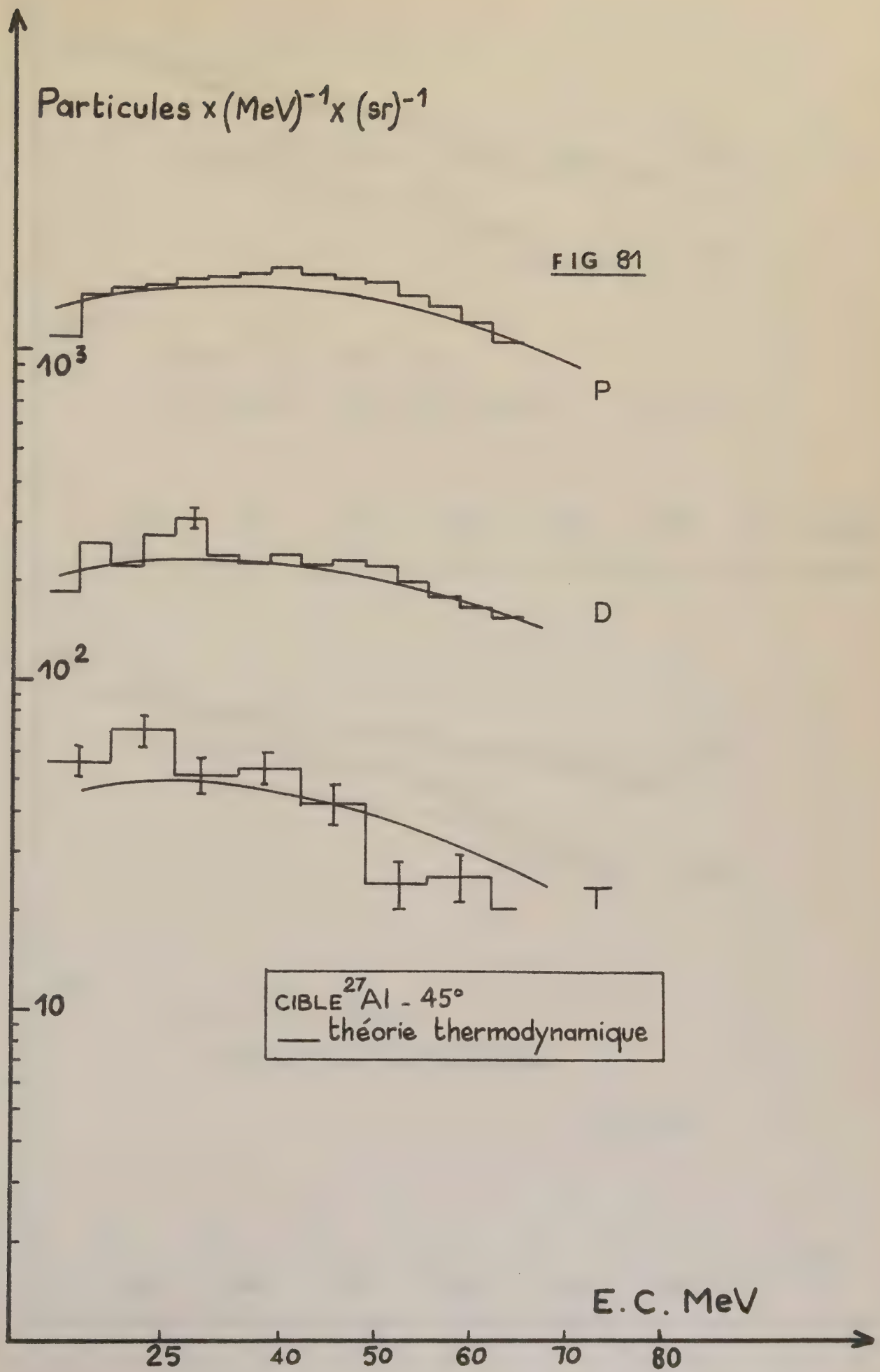
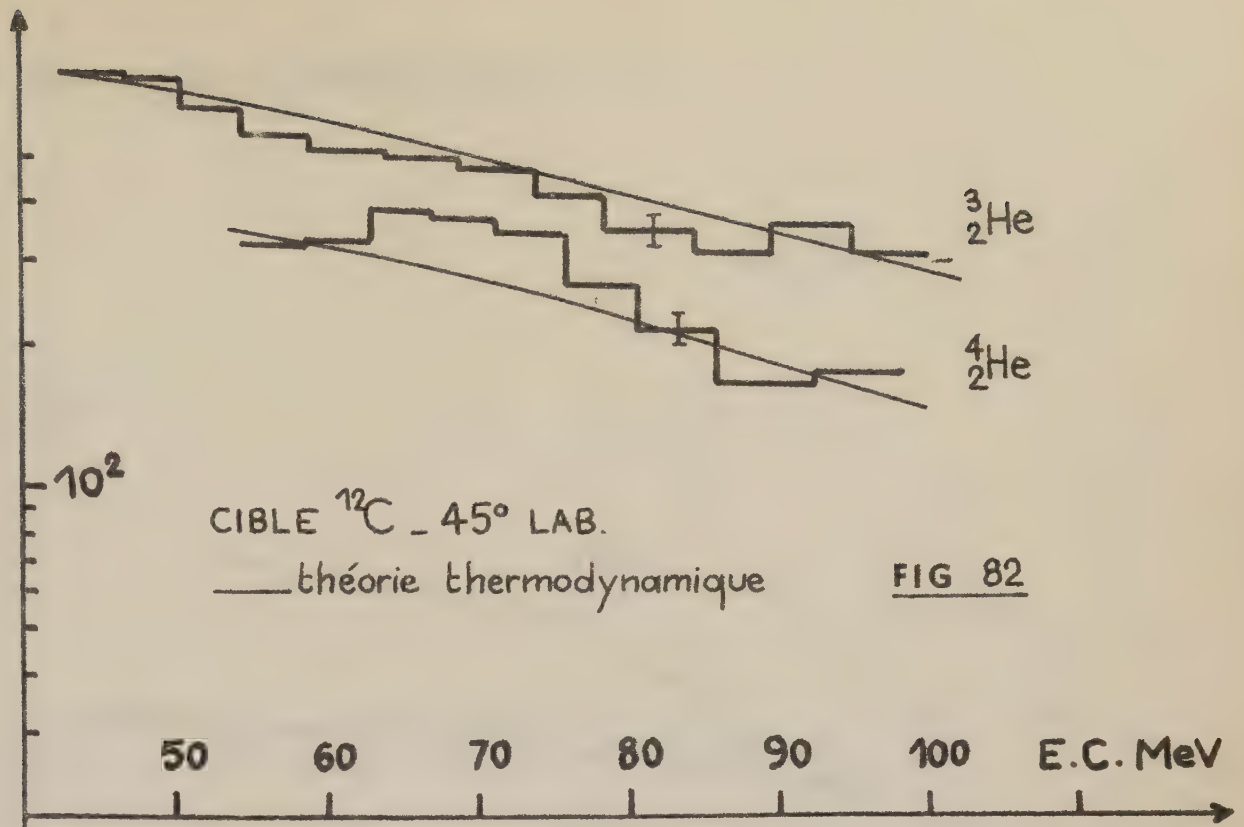

Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
10^3
10^2
10
1
P
D
T
CIBLE ^{12}C - 45° LAB
théorie thermodynamique (<T> = 25 MeV)
théorie thermodynamique (<T> = 20 MeV)
ENERGIE CINETIQUE (MeV)
25
40
50
60
70



FIG 81


Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
10^3
P
D
10^2
T
10
CIBLE ^{27}Al - 45°
___ théorie thermodynamique
E.C. MeV
25
40
50
60
70
80



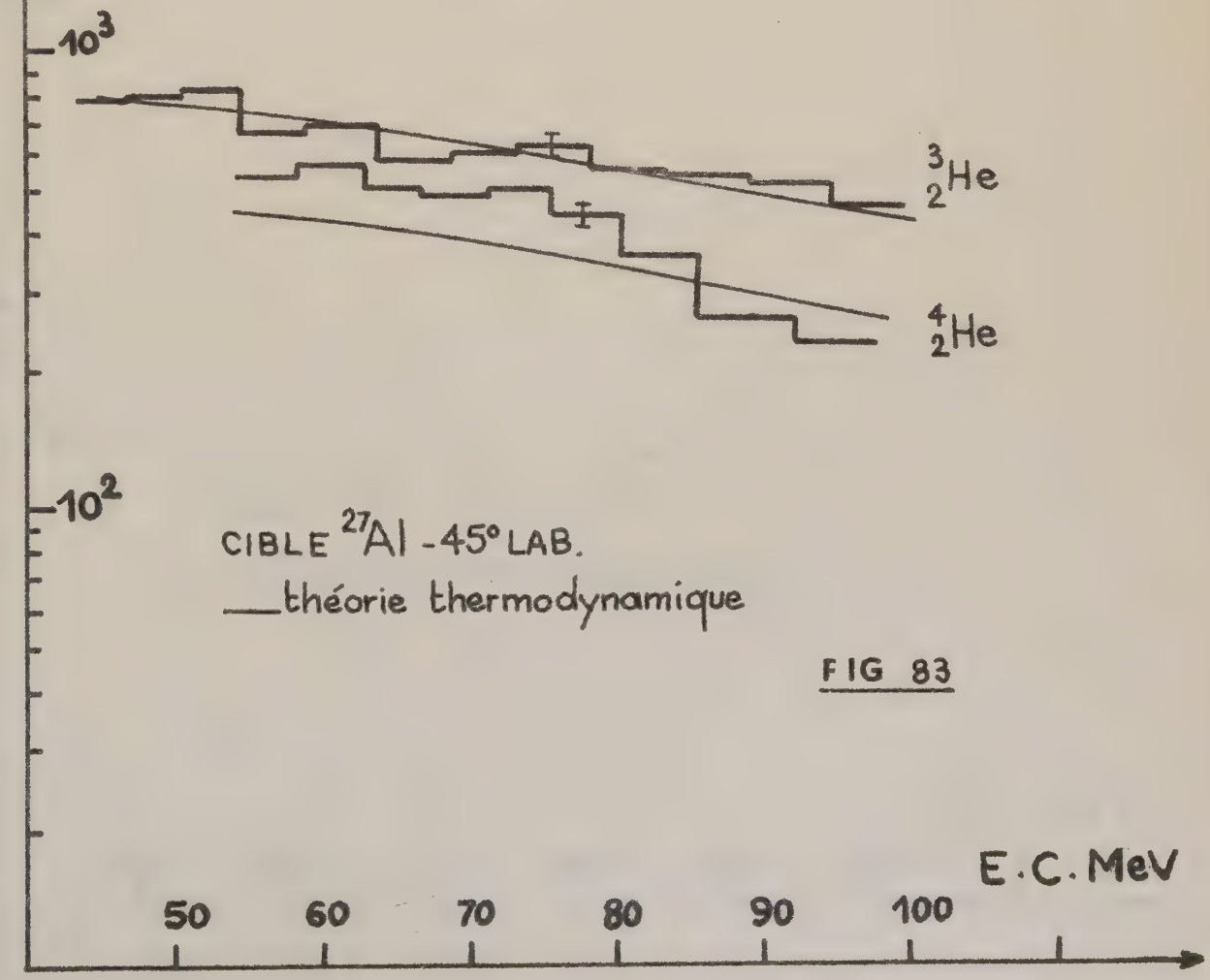


CIBLE ^{12}C _ 45° LAB.

___théorie thermodynamique

FIG 82

particules x (Mev)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$



CIBLE ^{27}Al -45° LAB.

___théorie thermodynamique

FIG 83

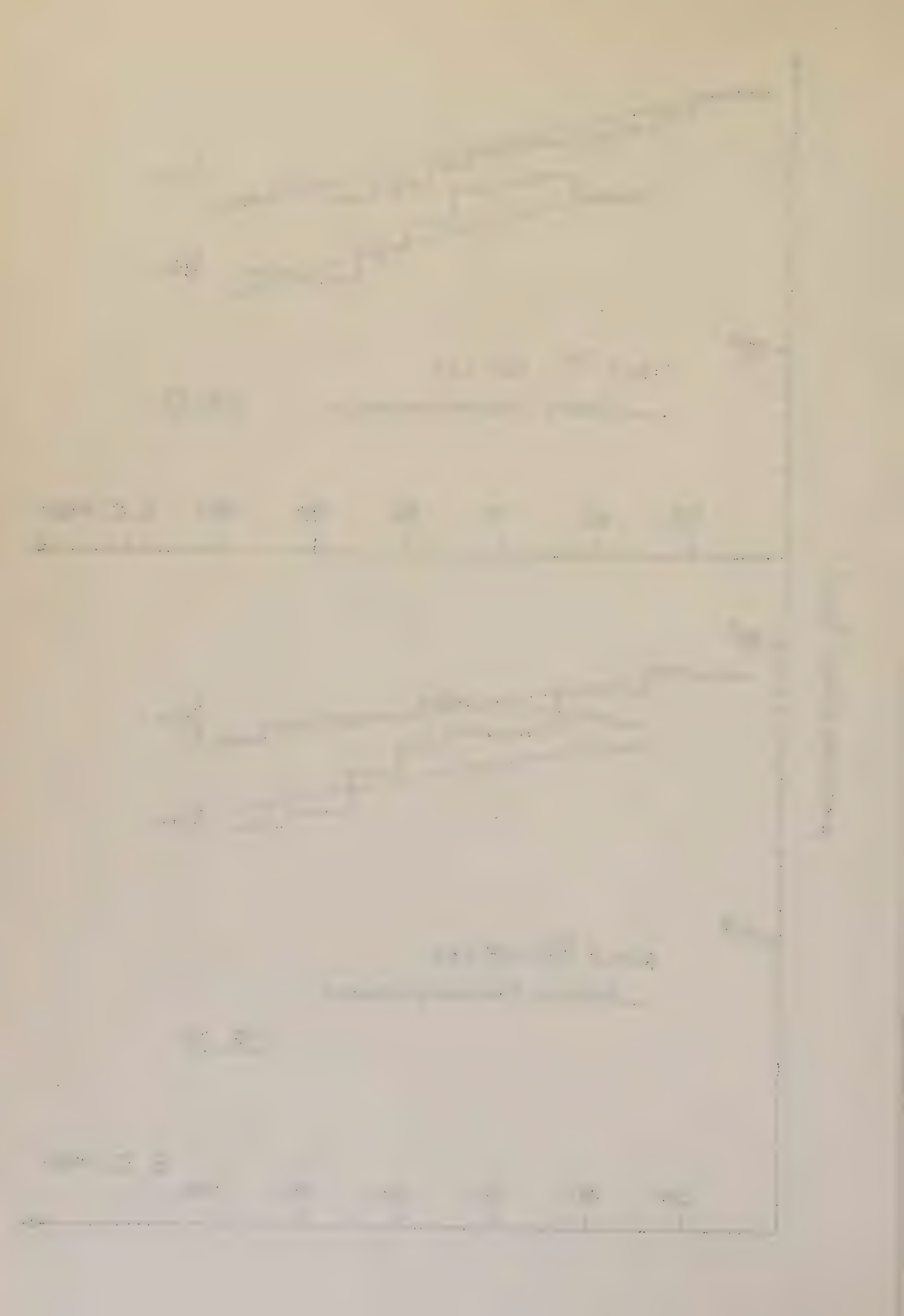
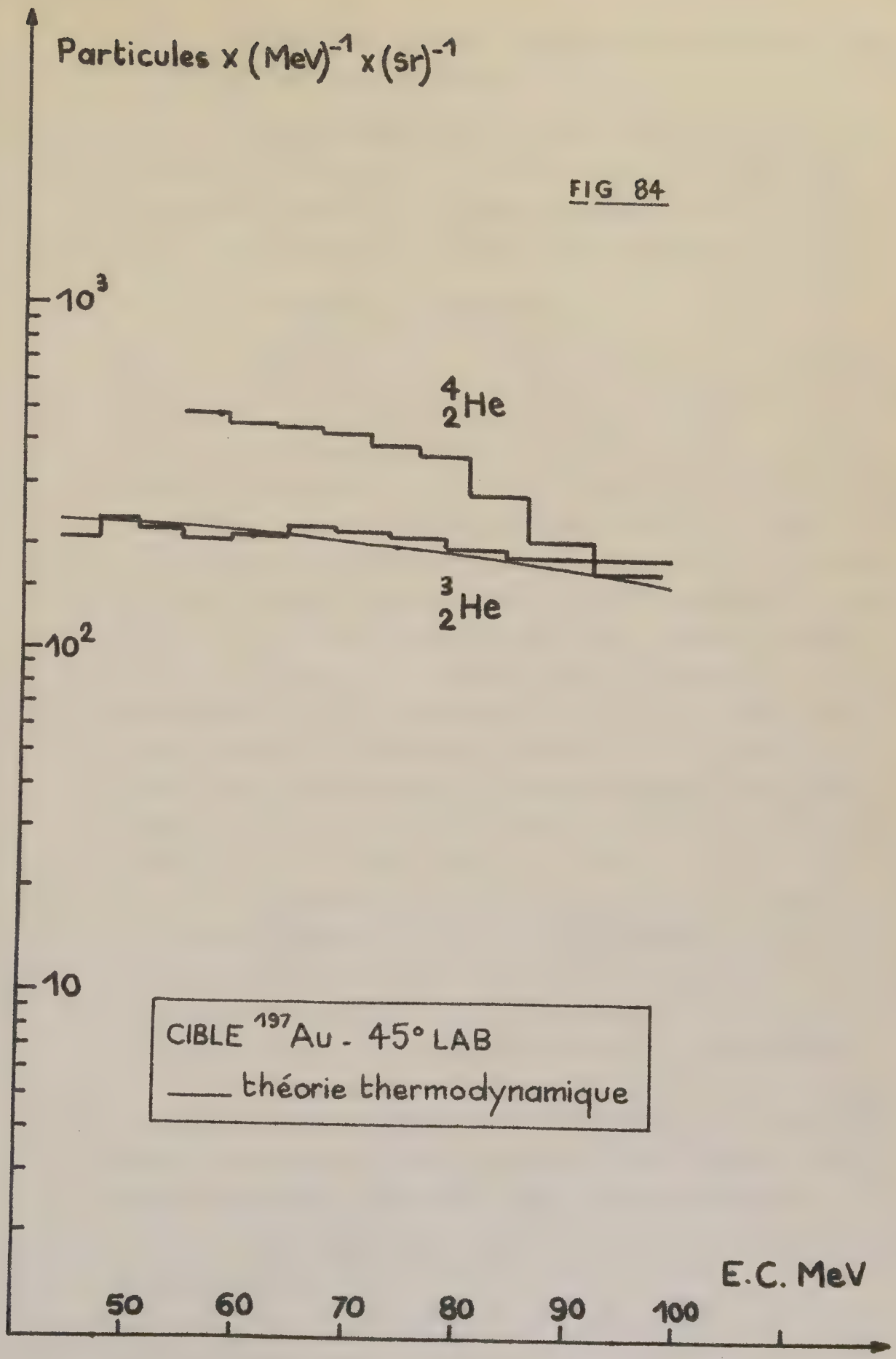


FIG 84


Particules x (MeV)$^{-1}$ x (sr)$^{-1}$
10^3
$^4_2$He
$^3_2$He
10^2
10
CIBLE ^{197}Au - 45° LAB
théorie thermodynamique
E.C. MeV
50
60
70
80
90
100



COMPARAISON ENTRE LES DISTRIBUTIONS PREVUES PAR LA THEORIE ET LES DISTRIBUTIONS EXPERIMENTALES

Les deux expériences réalisées au CERN font appel à des techniques différentes ; les domaines énergétiques analysés sont différents, ainsi que les énergies incidentes. Pour ces raisons, nous étudions chaque série de résultats indépendamment.

A) Expérience à 20 GeV (E 52)

Les isotopes légers de charge 1 (p d t) ont une distribution énergétique correctement décrite par la théorie de l'évaporation nucléaire, ainsi que le montrent les figures 51 à 58. L'expression (25), associée à une transformation de Lorentz tenant compte de la vitesse d'entraînement du noyau-cible excité, peut donc être utilisée pour la description des spectres énergétiques à basse énergie. Dans le cas du noyau de carbone, l'expression (25) doit être considérée comme une traduction mathématique du spectre expérimental, la température T et la vitesse v apparaissant comme de simples paramètres.

Par contre, les isotopes légers de charge 2 (^3_2He et ^4_2He) présentent au-dessus de 30 MeV des caractéristiques incompatibles avec la théorie de l'évaporation nucléaire (Cf. Fig. 59 à 62). D'autre part, nous observons une valeur élevée du rapport He^3/He^4 (Fig. 64 et 63). Dans le domaine angulaire 15°-80°, le taux de production de l'ion ^3He est supérieur au taux de production de l'ion ^4He.

Nous observons sur les Fig. 59 à 63 que la contribution due à l'éjection d'agrégats par les particules énergétiques de la cascade peut expliquer la partie dure du spectre jusqu'à 100 MeV. La somme des deux contributions : σ_e (évaporation) + σ_S (éjection d'agrégats) est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Il est par contre surprenant de constater que, en ce qui concerne les spectres ^3_2He, l'accord entre théorie et expérience est obtenu à condition de supposer un nombre élevé d'agrégats ^3_2He. Ce dernier point peut s'expliquer de deux manières différentes :

- soit interaction des sous-structures α à l'intérieur du noyau (stripping) ;

- soit dissociation de la sous-structure α par la particule incidente ou par les particules de la cascade nucléonique.

Une méthode d'analyse un peu différente a été suggérée par A.M. POSKANZER (48) et utiliserait un traitement complet de

l'ensemble (cascade + évaporation) par la méthode de Monte Carlo. L'avantage de ce système est que la désexcitation du noyau composé serait traitée en tenant compte de toute l'histoire de la cascade qui a précédé. Ainsi, l'évaluation du spectre d'évaporation pourrait être considérée comme un calcul d'espace de phase ; toute déviation à ce calcul étant caractéristique d'un processus différent : notre mise en évidence du rôle des sous-structures en est un exemple.

B) *Expérience à 600 MeV*

Sur les figures 69 et 70, qui montrent les résultats de l'expérience préliminaire à 600 MeV, nous pouvons faire les observations suivantes : les spectres de deutons et de tritons sont en accord avec les distributions prévues par la théorie thermodynamique, tandis qu'on observe un désaccord entre le spectre de protons et la théorie. Ce dernier point met en cause non pas notre calcul théorique, mais l'expérience préliminaire elle-même : en effet le scintillateur utilisé (épaisseur 50 mm) ne permettait pas d'absorber entièrement les protons d'énergie supérieure à 80 MeV, d'où la chute du spectre aux énergies élevées. Il est donc impossible d'effectuer une comparaison.

On notera toutefois que l'ordre de grandeur des rapports d/p, t/d est bien respecté, et ceci sans aucune modification des paramètres utilisés dans la théorie. Nous reviendrons sur les valeurs de ces paramètres un peu plus loin.

Sur la Figure 70, nous observons là encore la valeur élevée du rapport $^3_2He/^4_2He$ dans la partie énergétique du spectre. Les hélions détectés ont une énergie de 150 et 180 MeV. Par suite des absorptions dues à l'air et aux diverses fenêtres, ces valeurs doivent être considérées comme déterminées à ± 10 MeV près.

Expérience SC 33

La figure 74 montre une comparaison entre les spectres expérimentaux d'isotopes de charge 1 et la théorie de Butler et Pearson (trait pointillé) pour une cible ^{12}C. Le spectre théorique des deutons a été déduit du spectre de protons au moyen de l'expression :

$$\frac{dN_d\ (T)}{dT\ .\ d\Omega} = \frac{C_d}{T^{3/2}(T + m_p c^2)} \cdot \left[\frac{dN_p\ (T/2)}{dT\ .\ d\Omega} \right]^2 \qquad (81)$$

tandis que le spectre des tritons est donné par :

$$\frac{dN_t(T)}{dT\,d\Omega} = \frac{C_t}{T\,(T + m_p c^2)^2} \cdot \left[\frac{dN_p(T/3)}{dT \cdot d\Omega}\right]^3 \qquad (82)$$

Les expressions (81) et (82) sont déduites des expressions (29) et (30). Les constantes C_d et C_t ont été calculées de manière à ce que les spectres théoriques soient en accord avec notre expérience à une énergie de 80 MeV.

Le spectre des deutons est correctement décrit par la théorie ; le spectre des tritons est en désaccord avec la distribution (82). Il en va de même en ce qui concerne le noyau $^{27}_{13}Al$.

Dans le cas de la cible ^{197}Au, le désaccord existe aussi bien pour les deutérons que pour les tritons.

Nous en déduisons que le calcul de Butler et Pearson ne permet pas de rendre compte de l'éjection de fragments légers dans les interactions (p + Noyau) à une énergie incidente de 600 MeV.

La courbe en trait mixte représente la distribution prévue par notre calcul, relatif au mécanisme de Butler et Pearson et décrit précédemment. L'accord est bon en ce qui concerne l'allure du spectre. Mais le rapport d/p convenable est obtenu en prenant une valeur Δp = 350 MeV/c, valeur en désaccord avec la distribution (37).

Comparaisons avec la théorie thermodynamique

Les courbes en trait continu des Fig. 74 à 79 représentent les prédictions de notre théorie thermodynamique. Pour toutes les particules, les rapports sont ceux prévus par la théorie. La température moyenne adoptée est 20 MeV (^{12}C), 25 MeV (^{27}Al), 30 MeV (^{197}Au). Le potentiel chimique et la fonction F (λ) sont donnés par les expressions déterminées précédemment. Le fait que la température augmente en fonction de A n'est pas surprenant, et doit être considéré comme une conséquence de la relation entre la densité d'énergie et la température.

Les Fig. 74 et 75 montrent un bon accord entre la théorie thermodynamique et l'expérience pour les deutons et tritons. L'accord est moins bon pour les protons, notamment à haute énergie (cibles ^{12}C et ^{27}Al).

La figure 76 montre un bon accord entre théorie et expérience (cible ^{197}Au) aussi bien pour les protons, que pour les deutons

et tritons. Ceci provient du fait que l'interaction avec un noyau lourd tel que ^{197}Au met en jeu un nombre élevé de particules de cascade, ce qui justifie mieux une description statistique de la production de nucléons.

Enfin les Fig. 77, 78 et 79 montrent les spectres obtenus à 75° Lab pour les ions $^{3}_{2}He$ (τ) et $^{4}_{2}He$ (α). L'accord entre théorie thermodynamique et expérience est satisfaisant.

Comparaison avec les résultats obtenus à 45°

Les Fig. 80 et 81 montrent les distributions expérimentales énergétiques des protons, deutons et tritons, pour des cibles de carbone et d'aluminium. La courbe en trait continu représente la théorie thermodynamique (< T > = 25 MeV). Sur la Fig. 80, la courbe en trait discontinu représente les prédictions de cette théorie pour <T>=20 MeV. Le fait très important à signaler est que la température est la même pour les deux séries de mesures : 75° et 45°. De plus, pour les spectres à 45°, la théorie donne directement les rapports isotopiques de production.

Isotopes de charge 2 émis à 45°

Dans le cas des isotopes de charge 2, nous observons que l'ion $^{3}_{2}He$ est prépondérant en ce qui concerne les noyaux légers (^{12}C et ^{27}Al) tandis que l'ion $^{4}_{2}He$ est éjecté avec une abondance supérieure à celle de $^{3}_{2}He$ dans le cas d'une cible lourde (^{197}Au). Ce résultat n'est pas surprenant si l'on se reporte aux observations de A.M. POSKANZER à 5 GeV.

Dans le cas de l'ion $^{3}_{2}He$, les spectres énergétiques sont correctement décrits par la théorie thermodynamique, les valeurs des paramètres étant identiques à celles utilisées pour les charges 1.

Par contre, l'éjection d'ions $^{4}_{2}He$ n'est pas correctement décrite par cette théorie : en effet on devrait trouver pour chaque cible un rapport $^{4}_{2}He/^{3}_{2}He < 1$. Ce dernier point est important car il indique, en ce qui concerne l'éjection de particules α énergétiques, le rôle de mécanismes différents : évaporation du noyau excité après la cascade nucléonique, et éjection de sous-structures par les particules de cascade. Dans ce dernier cas, un traitement par la méthode de Monte Carlo, analogue à celui que nous avons décrit à 20 GeV, semble peu applicable en raison des réserves faites précédemment sur l'approximation de l'impulsion. Nous pensons que dans le cas de noyaux légers tels que ^{12}C, un traitement de la dissociation cohérente du noyau pourrait décrire l'éjection de particules α.

CONCLUSION

Au cours de ce travail nous avons pu mettre en évidence un certain nombre de faits expérimentaux, relatifs à la fragmentation des noyaux bombardés par des protons énergétiques ; nous avons essayé de décrire les résultats au moyen de diverses théories basées sur le modèle en deux étapes. Les conclusions les plus importantes que nous pouvons dégager de cette étude sont à notre avis, les suivantes :

A) *Plan expérimental*

Nous avons déterminé à deux énergies incidentes différentes (0,6 GeV et 20 GeV) les rapports isotopiques de production d/p ; t/d ; $^3He/^4He$. Dans la partie énergétique des spectres, les rapports entre isotopes de charge 1 sont les mêmes quel que soit l'angle d'éjection ou la nature du noyau cible. D'une manière générale :

$$\frac{d}{p} \simeq \frac{t}{d} \simeq 0,2$$

Ce rapport reste d'autre part constant quelle que soit l'énergie cinétique de la particule émise. Ces résultats sont en accord avec les observations réalisées à d'autres énergies incidentes, notamment par A.M. POSKANZER (5 GeV), FITCH et al (30 GeV), PIROUE et al (2,8 GeV).

Dans le cas des isotopes de charge 2, nous avons observé que le rapport $^3_2He/^4_2He$ prenait une valeur élevée dans la partie énergétique des spectres. A notre connaissance, aucune autre mesure précise de ce rapport n'a été réalisée à ces énergies incidentes ou à ces angles d'éjection.

Nous avons également observé que le rapport $^3_2He/^4_2He$ devenait inférieur à 1 pour des énergies inférieures à une certaine valeur E_o ; cette valeur est d'autant plus élevée que le nombre de m masse A du noyau-cible est grand. Ce dernier point confirme les résultats obtenus par A.M. POSKANZER (48) sur des cibles ^{235}U et ^{27}Al avec des protons incidents de 5 GeV. Par suite de la très bonne résolution en énergie et en identification de notre dispositif expérimental à 600 MeV (expérience SC 33), nous pouvons déterminer E_o avec précision ; ce dernier point est important, ainsi que nous le verrons dans la suite.

B) *Plan théorique*

- Les mesures réalisées à la suite de l'expérience E 52 (énergie incidente : 20 GeV ; cible $^{27}_{13}Al$) ont pu montrer que les spectres énergétiques des isotopes de charge 1 étaient parfaitement décrits par la théorie de l'évaporation nucléaire, pour des énergies inférieures à 30 MeV. Pour des énergies supérieures, la différence entre les spectres expérimentaux des hélions (τ + α) et les spectres prévus par l'évaporation peut s'expliquer par l'éjection d'agrégats par les particules de la cascade nucléonique. La somme des deux contributions est alors en bon accord avec les résultats expérimentaux.

- Les mesures réalisées à une énergie incidente de 600 MeV, nous apportent sur le plan théorique les enseignements suivants :

a) Bien que le rapport $^{3}_{2}He/^{4}_{2}He$ soit élevé dans la partie énergétique des spectres, la proportion de particules α reste malgré tout non négligeable, notamment pour les noyaux lourds. Il en résulte que la méthode utilisée par J. FAIN (77) et consistant à supposer $\tau/\alpha >> 1$ est inapplicable pour ce problème.

b) La théorie de Butler et Pearson ne peut pas rendre compte correctement du phénomène d'éjection de fragments énergétiques. L'allure générale des spectres n'est pas en accord avec cette théorie ; de plus, il n'est pas possible de prévoir correctement les rapports de production. Une telle anomalie a déjà été observé à 2,8 GeV par PIROUE et al (55) . Nous pensons que nos expériences fournissent un argument contre le calcul de Butler et Pearson, et non contre le mécanisme lui-même (association en vol de 2 nucléons).

En ce qui concerne la méthode de calcul que nous avons utilisée, et appliquée à la production de deutérons (méthode de Monte Carlo), nous avons obtenu un bon accord pour la forme du spectre. Cependant nous avons vu que l'accord entre $(d/p)_{th}$ et $(d/p)_{exp}$ nécessite une valeur inacceptable du paramètre Δp. En conclusion, les diverses méthodes de calcul proposées pour prévoir les taux de production à partir du mécanisme de "pick-up en vol" s'avèrent inefficaces.

c) Cas de la théorie thermodynamique. La conclusion qui se dégage de la comparaison entre nos résultats expérimentaux et la théorie thermodynamique de l'interaction (p + Noyau) que nous avons proposée, est par contre très positive : en effet nous obtenons un très bon accord entre théorie et expérience, dans un domaine de trois

ordres de grandeur d'intensité spectrale, dans un large domaine énergétique (20 à 120 MeV) et pour des noyaux-cibles dont la masse est comprise entre 12 et 197. Le domaine angulaire est lui aussi très large, puisqu'il couvre (pour l'instant) l'intervalle 30°-75°. Lab. Les deux points importants sont les suivants :

. Les valeurs des divers paramètres (Température, fonction $F(\lambda)$, potentiel chimique) sont déterminées une fois pour toutes et s'appliquent aux divers angles et aux diverses particules. Seule la température est légèrement fonction de la masse A du noyau-cible, et ceci est en accord, nous l'avons vu, avec notre relation entre la densité d'énergie et la température.

. La fonction $F(\lambda)$ que nous avons déterminée est une conséquence du modèle en deux étapes, puisqu'elle représente la distribution de la composante longitudinale de vitesse des particules de cascade. Toutefois, ce dernier point ne doit pas être considéré comme un argument pour le mécanisme en deux étapes, car une modification assez importante de $F(\lambda)$ n'apporte pas de modification importante des spectres énergétiques. Par contre, la valeur de la température T est bien définie (30 MeV), et très supérieure à la valeur utilisée dans le cas de la théorie de l'évaporation (3 MeV pour Al). De ce point de vue, les deux étapes peuvent être considérées comme distinctes.

Toujours du même point de vue, il serait intéressant de déterminer une fonction $F(\lambda)$ et une température $T(\lambda)$ rendant compte de l'ensemble des deux étapes. Nous poursuivons actuellement cette étude au laboratoire.

C) *Conséquences sur le plan astrophysique*

Ainsi que nous l'avons fait remarquer dans la première partie, la détermination expérimentale de tous les spectres énergétiques, à tous les angles et toutes les énergies incidentes, des divers fragments légers poseraient à l'heure actuelle des problèmes techniques insurmontables. Il est donc nécessaire de mettre au point une méthode permettant d'évaluer ces distributions. Nous avons montré, au cours de ce travail, que le spectre énergétique d'un fragment léger de charge 1 ou 2 émis à un angle donné, à partir d'une cible donnée, pouvait être considéré comme la somme de trois contributions :

- une contribution "à basse énergie" très bien décrite par le phénomène dit d'évaporation nucléaire ;
- une contribution due à l'éjection d'agrégats par l'intermédiaire de la cascade nucléonique ;

- une contribution due à des processus statistiques et décrivant la partie énergétique des spectres.

Il est dès lors possible d'utiliser ces résultats pour la résolution de problèmes spécifiquement astrophysiques (propagation des rayons cosmiques, et interactions de ces derniers avec les météorites).

Un second point est que la production de l'ion ^{3}He dans la partie énergétique des spectres joue un rôle très important dans la fragmentation des noyaux ^{12}C et ^{27}Al ; ces deux derniers noyaux sont très intéressants sur le plan astrophysique, et il est important, en ce qui les concerne, de déterminer tout l'ensemble du spectre, l'ion ^{3}He étant produit principalement au-dessus de 30 MeV.

oOoOo

Compte tenu des résultats acquis au cours de cette étude, notre programme de travail est actuellement le suivant :

. Sur le plan astrophysique, nous allons utiliser nos résultats à l'étude de la propagation du rayonnement cosmique galactique, et de la formation d'isotopes légers de charge 1 et 2. L'expérience SC 33, actuellement en cours, va nous permettre d'obtenir les compléments d'informations nécessaires à cette étude ;

. Sur le plan théorique, notre effort se porte essentiellement sur deux points : la théorie thermodynamique et l'éjection d'agrégats. En ce qui concerne la théorie thermodynamique, notre but actuel est de calculer des fonctions $F(\lambda)$ et $T(\lambda)$ permettant de rendre compte au cours d'un même calcul, des diverses contributions. Cette étude sera d'ailleurs facilitée par les résultats apportés lors de l'expérience SC 33 en ce qui concerne les fragments de basse énergie.

L'éjection directe d'agrégats par la particule incidente n'a pas été mise en évidence de manière nette au cours de la première partie de l'expérience SC 33. Une étude à l'angle de 60° sera particulièrement intéressante de ce point de vue puisque à cet angle les "sous-structures α" doivent être éjectées à une énergie cinétique de l'ordre de 100 MeV, cette valeur étant parfaitement accessible avec l'expérience actuelle. Une indication d'un rôle non négligeable des réactions d'éjection directe serait intéressante et permettrait d'envisager une étude plus raffinée des réactions (p, pd) et (p, pα),

et de tester notamment la validité de l'approximation PWIA. De telles expériences ont en outre un intérêt certain en ce qui concerne l'étude de la structure nucléaire.

. Sur le plan expérimental, nous poursuivons l'expérience SC 33 par des mesures à 60°, 30°, 120°. D'autre part nous comptons utiliser des cibles ^{56}Fe et Si en raison de leur intérêt astrophysique. L'étape suivante consistera à déterminer le spectre des fragments de basse énergie (de 3 MeV à 40 MeV) par utilisation d'un télescope (E, ΔE) formé de deux jonctions au silicium. L'utilisation de jonctions très minces (ordre de 10 µm) est prévue pour détecter les α de très faible énergie.

D'autre part une expérience de fragmentation du type (α + α) est prévue sur le synchrotron de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, afin de détecter les p, d, t, ^{3}He, ^{4}He émis lors de ces interactions, et de pouvoir évaluer la contribution de ce type de réactions, à la formation d'isotopes légers dans le rayonnement cosmique. Précisons pour terminer que le calcul de l'épaisseur de matière interstellaire traversée par les rayons cosmiques, effectué à partir des rapports d/He^4 et He^3/He^4 pourra être comparé aux résultats apportés par la méthode (Li, Be, B), actuellement utilisée par R. Bernas (expérience SC 4 a du CERN).

APPENDICE I

Calcul des coefficients a_{ik}

$$\frac{dN_i}{dx} + \frac{N_i}{\lambda_i} = \sum_{k=1}^{i-1} p_{ki} \frac{N_k}{\lambda_k}$$

On recherche une solution de la forme : $N_i = \sum_{k=1}^{i} a_{ik} e^{-x/\lambda_k}$

avec $\frac{dN_i}{dx} = \sum_{k=1}^{i} -\frac{a_{ik}}{\lambda_k} e^{-x/\lambda_k}$, et $N_k = \sum_{l=1}^{k} a_{kl} e^{-x/\lambda_l}$

Il vient :

$$\sum_{k=1}^{i} a_{ik} e^{-x/\lambda_k} \left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_k} \right) = \sum_{k=1}^{i-1} \frac{p_{ki}}{\lambda_k} \sum_{l=1}^{k} a_{kl} e^{-x/\lambda_l}$$

Dans le membre de droite, on inverse les rôles de l et de k afin de permettre l'identification des termes en $\exp\left[-x/\lambda_k\right]$

Il vient :

$$\sum_{k=1}^{i} a_{ik} e^{-x/\lambda_k} \left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_k} \right) = \sum_{l=1}^{i-1} \frac{p_{li}}{\lambda_l} \sum_{k=1}^{l} a_{kl} e^{-x/\lambda_k}$$

$$= \sum_{l=1}^{i-1} \sum_{k=1}^{l} \frac{p_{li}}{\lambda_l} a_{lk} e^{-x/\lambda_k}$$

(parce que $l \geqslant k$) $$= \sum_{k=1}^{l} \sum_{l=k}^{i-1} \frac{p_{li}}{\lambda_l} a_{lk} e^{-x/\lambda_k}$$

d'où par identification terme à terme :

$$a_{ik} \left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_k} \right) = \sum_{l=k}^{i-1} \frac{p_{li}}{\lambda_l} a_{lk}$$, c'est-à-dire :

$$a_{ik} = \frac{1}{p_i - p_k} \sum_{l=k}^{i-1} p_i^l \, a_{lk}$$

Pour le calcul des coefficients a_{ii} , il suffit de remarquer que :

$$N_i = a_{ii}\, e^{-x/\lambda_i} + \sum_{k=1}^{i-1} a_{ik}\, e^{-x/\lambda_k}$$

Pour $x = 0$ $N_i = q_i$ (q_i caractérise la source), d'où :

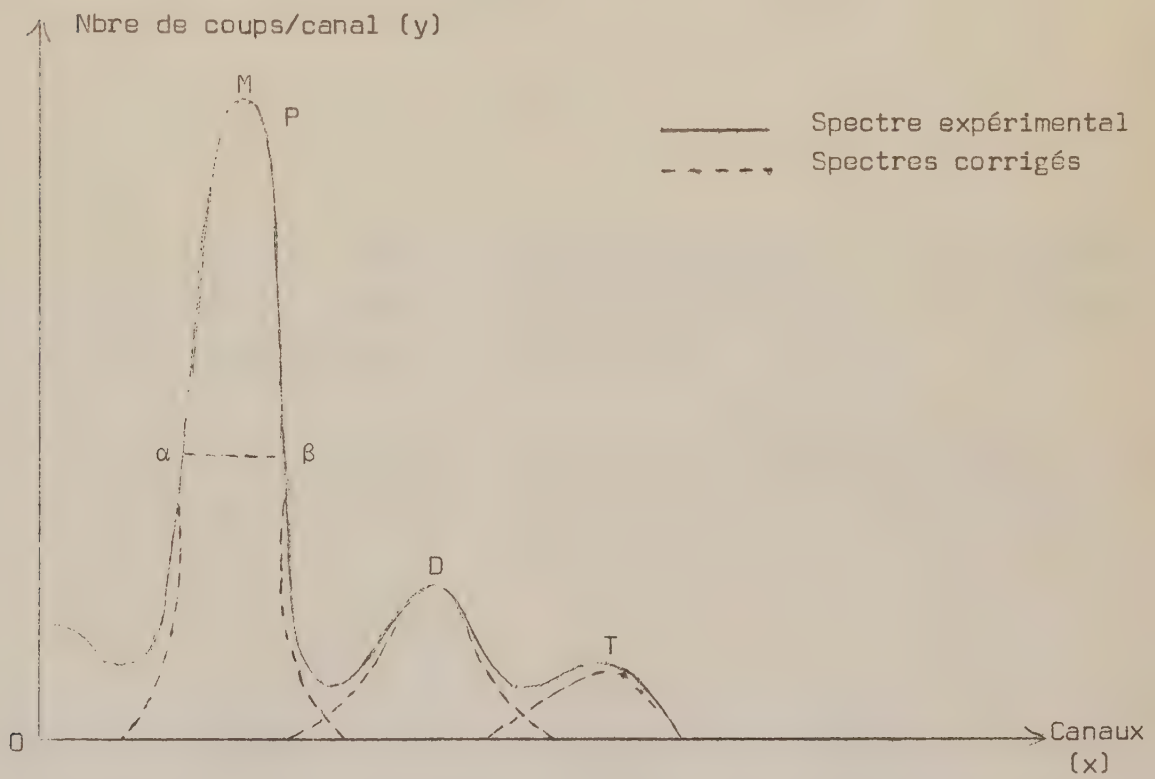
$$a_{ii} = q_i - \sum_{k=1}^{i-1} a_{ik}\, e^{-x/\lambda_k}$$

APPENDICE II

Principe de l'exploitation des données fournies par l'expérience préliminaire à 600 MeV.

Chaque "fenêtre" d'énergie $E \pm \delta E$ correspond à un spectre d'identification analogue à celui donné sur les figures 68-a et 68-b.

La figure ci-dessous montre l'allure d'un tel spectre : les rapports successifs entre les pics sont de gauche à droite, de l'ordre de 10/1



Nous admettons en premier lieu que le pic le plus important (pic proton) est correctement décrit par l'expression mathématique suivante :

a) dans l'intervalle correspondant à la largeur à mi-hauteur (α β) :

loi de GAUSS de la forme :

$$y = A \exp \left[- \frac{1}{2} \left(\frac{x-m}{\sigma} \right)^2 \right]$$

où m est la position moyenne du pic. Les valeurs de A et de σ sont déterminées de manière à ce que la courbe y(x) passe par les points α, M et β ;

b) à l'extérieur de cet intervalle : loi exponentielle de la forme :

$$B \exp \left[- \left| \frac{x-\mu}{\sigma'} \right| \right]$$

Les coefficients B, μ, σ' sont choisis de telle sorte que les deux expressions ainsi que leurs dérivées premières soient égales aux points α et β

Le point α est alors déplacé autour de sa position moyenne jusqu'à ce que la somme des carrés des différences entre la courbe $y(x)$ et les points expérimentaux y_i soit minimum, c'est-à-dire :

$$\sum_i (y - y_i)^2 \quad \text{minimum}$$

Le "pic proton théorique" ainsi obtenu est alors retranché de l'ensemble du spectre d'identification ; on opère ainsi de proche en proche pour les pics ^2_1H, ^3_1H etc...

L'organigramme de la figure 85 indique le principe du programme de calcul utilisé pour chaque spectre d'identification.

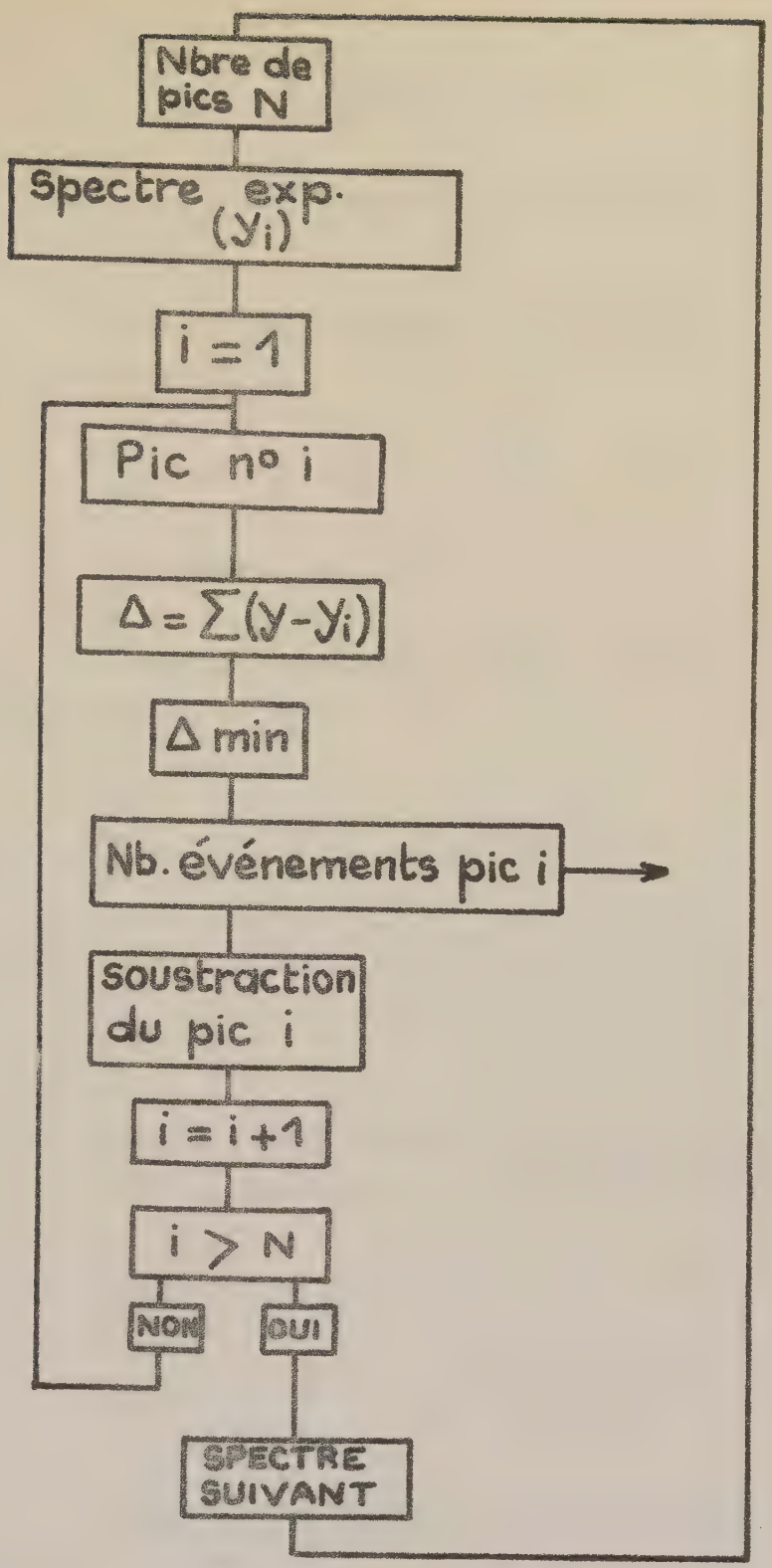


FIG 85

DEPOUILLEMENT DE L'EXPERIENCE PRELIMINAIRE A 600 MeV.



APPENDICE III

Rappels concernant les fonctions de HANKEL

Les fonctions de HANKEL sont définies à partir des expressions suivantes :

$$H_\nu^{(1)}(z) = J_\nu(z) + i\,Y_\nu(z)$$

$$H_\nu^{(2)}(z) = J_\nu(z) - i\,Y_\nu(z)$$

où les J_ν sont les fonctions de BESSEL, solutions de l'équation différentielle :

$$\frac{d^2y}{dz^2} + \frac{1}{z}\frac{dy}{dz} + \left(1 - \frac{\nu^2}{z^2}\right)y = 0$$

et où $$Y_\nu(z) = \frac{\cos \pi\nu\, J_\nu(z) - J_{-\nu}(z)}{\sin \pi\nu}$$

D'autre part on appelle <u>fonctions de BESSEL modifiées</u> de première et de deuxième espèce les expressions suivantes :

$$I_\nu(z) = j^{-\nu} J_\nu(jz) \qquad (j^2 = -1)$$

$$K_\nu(z) = j^{\nu+1}\,\frac{\pi}{2}\,\frac{I_{-\nu}(z) - I_\nu(z)}{\sin \pi\nu}$$

<u>La fonction de HANKEL</u> de deuxième espèce est donnée par l'expression suivante :

$$K_\nu(z) = \frac{\pi}{2}\, j^{\nu+1}\, H_\nu^{(1)}(jz)$$

Ces fonctions peuvent avoir également les représentations intégrales suivantes :

a) $$\int_z^\infty t^{-\nu} K_{\nu+1}(t)dt = z^{-\nu} K_\nu(z)$$

b) $$K_\nu(z) = \frac{\pi\left(\frac{z}{2}\right)^\nu}{\Gamma\left(\nu+\frac{1}{2}\right)} \int_1^\infty e^{-zt} (t^2-1)^{\nu-1/2}\, dt$$

$$\left(<\nu> - \frac{1}{2} ; \left|\arg z\right| < \frac{\pi}{2}\right)$$

Pour $\nu = 1$, on a :

$$K_1(z) = \frac{\pi z}{2\Gamma(3/2)} \int_1^\infty e^{-zt} (t^2-1)^{1/2}\, dt, \text{ avec } \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{\pi}{2}$$

on en tire :

$$\frac{d}{dz}\left[\frac{K_1(z)}{z}\right] = -\int_1^\infty t(t^2-1)^{1/2} e^{-zt}\, dt$$

Ce qui précède peut être appliqué au calcul de l'intégrale :

$$I = \int_0^\infty p^2 \exp\left[-\frac{n}{T}\sqrt{m^2 + p^2}\right] dp$$

En effet, posons $z = \frac{n}{T}$

$$\text{et} \quad t = \left(1 + \frac{p^2}{m^2}\right)^{1/2}$$

$$\text{d'où} \quad dp = m(t^2-1)^{-1/2}\, t\, dt$$

L'intégrale s'écrira alors :

$$I = m^3 \int_1^\infty t(t^2-1)^{1/2} e^{-zt}\, dt,$$ et en vertu de ce qui précède, on peut en tirer:

$$\int_0^\infty p^2 \exp\left[-\frac{n}{T}\sqrt{p^2+m^2}\right] dp = -m^3 \frac{d}{dz}\left[\frac{K_1(z)}{z}\right]$$

Remarque : on notera également les deux formules de dérivation suivantes :

$$\frac{d}{dz}\left[K_2(z)\right] = -\frac{2}{z} K_2(z) - K_1(z)$$

et $$\frac{d}{dz}\left[\frac{K_1(z)}{z}\right] = -\frac{K_2(z)}{z}$$

Ces deux expressions sont utilisées dans le calcul de la relation énergie - température. Finalement, on obtient, à partir des relations précédentes, l'expression suivante :

$$K_2\left(\frac{n\,m}{T}\right) = \frac{1}{m^3}\,\frac{n\,m}{T}\int_0^\infty p\,\exp\left[-\frac{n\,m}{T}\left(1+\frac{p^2}{m^2}\right)^{1/2}\right]dp$$

$$K_2\left(\frac{n\,m}{T}\right) = \frac{1}{m^3}\,\frac{n\,m}{T}\int_0^\infty p^2\,\exp\left[-\frac{n}{T}\sqrt{p^2+m^2}\right]dp,\quad \text{expression}$$

qui est utilisée dans le chapitre II.

APPENDICE IV

Nous montrons que le mécanisme du pick up en vol n'est pas incompatible avec la théorie thermodynamique.

A cet effet, nous introduisons dans la fonction de partition l'agglomération en vol de particules de la cascade nucléonique.

1°)Cas classique

Considérons un hamiltonien de N particules sous la forme classique suivante :

$$H = \sum_{i=1}^{N} \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i<j} v_{ij} \qquad \text{(IV - 1)}$$

$\vec{p}_i$ est l'impulsion de la i-ème particule et $v_{ij} = v(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$ est l'énergie potentielle d'interaction entre les particules i et j. Le système occupant un volume V, nous écrivons la fonction de partition :

$$Q_N(V,T) = \frac{1}{N!\,h^{3N}} \int d^{3N}p\, d^{3N}q \exp\left\{-\beta \sum_i \frac{p_i^2}{2m} - \beta \sum_{i<j} v_{ij}\right\} \qquad \text{(IV - 2)}$$

Intégrons sur les impulsions. Il vient :

$$Q_N(V,T) = \frac{1}{\lambda^{3N} N!} \int d^{3N}r \exp\left[-\beta \sum_{i<j} v_{ij}\right] \qquad \text{(IV - 3)}$$

où $\lambda = \left[2\pi\hbar^2/mkT\right]^{1/2}$, $\beta = \frac{1}{K\,T}$ et où l'intégrale de (IV - 3) s'appelle intégrale de configuration.

La méthode de URSELL et MAYER (148) peut être utilisée pour calculer l'intégrale de configuration, développable suivant les puissances de :

$$\left[\exp\left(-\beta\, v_{ij}\right) - 1\right]$$

Notons $\Gamma_N(V,T)$ l'intégrale de configuration, il vient :

$$Q_N(V,T) = \frac{1}{N!\lambda^{3N}} \Gamma_N(V,T) \qquad \text{(IV - 4)}$$

tandis que la Grande Fonction de partition s'écrit :

$$\mathcal{Z}(z, V, T) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{z}{\lambda^3} \right)^N \frac{\Gamma_N(V,T)}{N!}$$

$$\text{avec } \Gamma_N = \int d^3r_1 \dots d^3r_N \cdot \exp\left[-\beta \sum_{i<j} v_{ij} \right] \qquad \text{(IV - 5)}$$

Posons $f_{ij} = e^{-\beta v_{ij}} - 1$. Il vient :

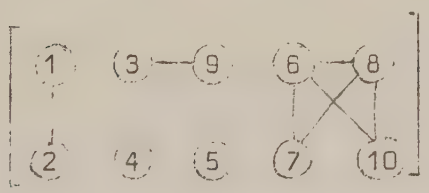
$$\Gamma_N(V, T) = \int d^3r_1 \dots d^3r_N \prod_{i<j} (1 + f_{ij}) \qquad \text{(IV - 6)}$$

Le développement de (IV - 6) conduit à l'expression :

$$\Gamma_N(V, T) = \int d^3r_1 \dots d^3r_N \left[1 + (f_{12} + f_{13} \dots) + (f_{12}f_{13} + f_{12}f_{14} + \dots) \right.$$

$$\left. + \dots \right] \qquad \text{(IV - 7)}$$

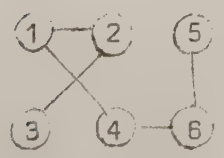
L'énumération complète des termes de (IV - 7) peut se faire par la méthode des diagrammes décrite notamment par KERSON HUANG (119), et dont l'expression ci-dessous montre un exemple, pour N=10 :



$$\equiv \int d^3\tau_1 \dots d^3\tau_{10}\, f_{12} f_{39} f_{67} f_{68} f_{8,10} f_{78} f_{6,10}$$

$\mathcal{Z}_N$ est alors la somme de tous les diagrammes distincts à N particules.

Un agrégat "1" est un diagramme à 1 particules dans lequel chaque élément est joint, directement ou indirectement, aux autres cercles, par exemple :



$$= \int d^3\tau_1 \dots d^3\tau_6 \; f_{12} f_{23} f_{14} f_{46} f_{56}$$

Une autre définition utile est celle d'intégrale de groupement $b_l(V, T)$:

$$b_l(V, T) = \frac{1}{l!\lambda^{3l-3} V} \times \left[\text{somme de tous les agrégats } \underline{l} \text{ possibles}\right]$$

exemples :

$$b_1 = \frac{1}{V} [①] = \frac{1}{V} \int d^3r_1 = 1$$

$$b_2 = \frac{1}{2!\lambda^3 V} [①—②] = \frac{1}{2V\lambda^3} \int d^3r_1\, d^3r_2\, f_{12}$$

$$b_3 = \frac{1}{3!\lambda^6 V} \left[\begin{array}{c} 1 \\ 2\,\text{—}\,3 \end{array} + \begin{array}{c} 1 \\ 2 \quad 3 \end{array} + \begin{array}{c} 1 \\ 2\,\text{—}\,3 \end{array} + \begin{array}{c} 1 \\ 2\,\text{—}\,3 \end{array} \right]$$

Si m_1 est le nombre d'aggrégats d'ordre $\underline{1}$ dans un diagramme à N particules, la grande fonction de partition s'écrit :

$$\mathcal{Z}(z,V,T) = \sum_{m_1=0}^{\infty} \sum_{m_2=0}^{\infty} \ldots \left[\frac{1}{m_1!} \left(\frac{V}{\lambda^3} z\, b_1\right)^{m_1} \frac{1}{m_2!} \left(\frac{V}{\lambda^3} z\, b_2\right)^{m_2} \ldots \right] \qquad \text{(IV - 8)}$$

2°) Raisonnement quantique

L'opérateur hamiltonien $\{H\}$ étant donné par :

$$\{H\} = \left[\sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i<j} v_{ij} \right] \quad \text{avec } p_{ij} \to -i\hbar \nabla_j, \text{ la}$$

fonction de partition s'écrit :

$$Q_N(V,T) = T\tau(e^{-\beta H})$$

$$= \int d^{3N}\tau \sum_\alpha \psi_\alpha^* (1, \ldots N)\, e^{-\beta H}\, \psi_\alpha(1 \ldots N) \qquad \text{(IV - 9)}$$

où $(1, \ldots N)$ correspond à $(\vec{r}_1 \ldots \vec{r}_N)$ et où (ψ_α) est une suite complète orthonormée de fonctions d'onde appropriées.

On pose alors :

$$Q_N(V,T) = \frac{1}{N!\lambda^{3N}} \int d^{3N}\tau \; W_N(1, \ldots N)$$

où $W_N(1, \ldots N) = N!\,\lambda^{3N} \sum_\alpha \psi_\alpha^*(1 \ldots N)\, e^{\beta - H}\, \psi_\alpha(1 \ldots N)$

Si nous considérons le cas où $N = 2$, on montre que :

$$\lim_{|\vec{r}_1 - \vec{\tau}_2| \to \infty} W_2(1,2) = W_1(1)\, W_2(2) \quad ;$$

on définit une fonction $U_2(1,2)$ telle que dans le cas général :

$$W_2(1,2) = W_1(1)\, W_2(2) + U_2(1,2)$$

Alors l'intégrale de $U_2(1,2)$ sur $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$ est l'analogue de l'aggrégat d'ordre 2 en mécanique classique. On démontre que la fonction de partition s'écrit :

$$\left.\begin{aligned} Q_N(V,T) &= \sum_{\{m_1\}} \prod_{l=1}^{N} \frac{1}{m_1!} \left(\frac{V}{\lambda^3} b_l\right)^{m_1} \\ \text{où } b_l(V,T) &= \frac{1}{l!\lambda^{3l-3} V} \int d^3\tau_1 \ldots d^3\tau_l \; U_l(1 \ldots 1) \end{aligned}\right\} \quad (IV - 10)$$

L'expression (IV - 10) est analogue à l'expression obtenue dans le cas classique, seule la définition de b_l est différente. La Grande Fonction de Partition est alors donnée par une expression analogue à (IV - 8), et dans laquelle apparaît la fugacité z :

$$Z(z,V,T) = \sum_{\{m_1\}} \prod_{l=1}^{N} \frac{1}{m_1!} \left(\frac{V}{\lambda^3} z\, b_l\right)^{m_1} \qquad (IV - 11)$$

En conclusion, si l'expression (IV - 11) est utilisée pour décrire les particules de la cascade nucléonique, elle contient l'agglomération des nucléons de cascade. Le mécanisme de "pick-up en vol" peut donc être décrit par la fonction de partition, et n'est donc pas incompatible avec la théorie thermodynamique.

Remarque : dans le cas relativiste, la valeur de s'obtient en remplaçant l'énergie cinétique $\frac{p^2}{2m}$ par l'énergie totale $\sqrt{p^2 + m^2}$, ce qui amène pour $Q_N(V, T)$, l'expression :

$$Q_N(V,T) = \frac{1}{N!\,h^{3N}} \int_0^\infty d^{3N}p \; \exp\left[-\frac{1}{T} \sum_i (p_i^2+m^2) \right]^{1/2} \int_0^\infty d^{3N}q \; \exp\left[-\beta \sum_{i<j} v_{ij} \right]$$

Notons $I(m,T)$ la première intégrale, on obtient :

$$I(m,T) = \int_0^\infty d^3p_1 \; \exp\left[-\beta \sqrt{p_1^2 + m^2} \right] \int_0^\infty d^3p_2 \; \exp\left[-\beta \sqrt{p_2^2 + m^2} \right] \int_0^\infty \ldots$$

Mais $d^3p \to 4\pi p^2 \, dp$, d'où :

$$I(m,T) = \left[\int_0^\infty 4\pi p^2 \, dp \; \exp\left(-\frac{1}{T} \sqrt{p^2 + m^2} \right) \right]^N$$

$$= \left[4\pi T m^2 \; K_2(m / T) \right]^N \qquad \text{(cf. appendice III)}$$

La fonction de partition s'écrit alors :

$$Q_N(V, T) = \frac{\left[4\pi T m^2 K_2(m, T) \right]^N}{N ! \; h^{3N}} \; \Gamma_N (V, T) \qquad \text{(IV - 12)}$$

d'où la nouvelle définition de λ :

$$\lambda = \frac{h}{\left[4\pi T m^2 K_2 (m / T) \right]^{1/3}} \qquad \text{(IV - 13)}$$

et l'expression de la Grande Fonction de Partition :

$$\Xi (z, V, T) = \sum_{\{m_l\}} \prod_{l=1}^{N} \frac{1}{m_l!} \left(\frac{4\pi \; V \, Tm^2 K_2(m / T)}{h^3} \cdot z \cdot b_l \right)^{m_l}$$

(IV - 14)

où z a toujours la signification habituelle :

$$z = \exp \left(\frac{\mu}{T} \right) \qquad \text{(IV - 15)}$$

BIBLIOGRAPHIE

(1) - V.L. GINZBURG et S.I. SYROVATSKII
"The origin of Cosmic Rays" Pergamon Press, Oxford-London (1964)

(2) - S.B. PIKEL'NER, I.S. SHKLOVSKI
Rev. Mod. Phys. 30, 935 (1958)
Ann. Astrophs. 22, 913 (1959)

(3) - F.D. KAHN, L. WOLTJER
Astrophys. Journal, 130, 705 (1959)

(4) - G. MUNCH, H. ZIRIN
Astrophys. Journal, 133, 11 (1961)

(5) - V.A. RAZIN
Izv. vyssh. ucheb. zav. Radiofiz 3, 921 (1960)

(6) - H.E. SUESS et H.C. UREY
ReV. Mod. Phys. 28, 53 (1956)

(7) - A.G.W. CAMERON
Astrophys. Journal 129 , 676 (1959)

(8)- J.P. HEPPNER et N.F. NESS
Proceedings of I.C.C.R. AII-546 (1962)

(9) - TEPLOVA et al
J.E.T.P. 15, 31 (1962)

(10) - R.M. KALBACH, J.J. LORD, CH. TSAO
Phys. Rev. 113, 330 (1959)

(11) - A. A.HMORE, G. COCCONI, A.N. DIDDENS, A. WETHERELL
Phys. Rev. Letters 5, 576 (1960)

(12) - B. PETTERS "Progress in Cosmic Rays Physics"
North Holland Amsterdam

(13) - C.J. WADDINGTON
"Progress in nuclear Phys." 8

(14) - M.M. SHAPIRO, "Discovery", March. 1963

(15) - L.H. ALLER "Abundances of the elements"
New York Interscience , 1961.

(16) - GANGULI etal
Proc. I.C.C.R. India (1963)

(17) - M.V.K. APPA RAO, P.J. LAWAKARE
Nuovo Cim. 26, 740 (1962)

(18) - H. HASEGAWA
Proc. I.C.C.R. India (1963)

(19) - M.V.K. APPA RAO
- Phys. Rev. 123, 295 (1963)
- J. Géophys. Res. 67, 1289 (1962)

(20) - M.V.K. APPA RAO
Proc. I.C.C.R. India (1963)

(21) - FAN et al
Phys. ReV. Letters 16, 813 (1966)

(22) - FAN et al
Phys. ReV. Letters 17, 329 (1966)

(23) - MEYER et al
Proc. 10th. I.C.C.R. Calgary (1967) - OG 31

(24) - BADWAR et al
Proc. 10 th. I.C.C.R. Calgary (1967) - OG 34

(25) - O. DELL
Proc. 10 th. I.C.C.R. London (1965) Vol 1 p. 412

(26) - BISWAS et al.
Proc. Indian Acad. Sci. 65, A 104 (1967)

(27) - P.S. FREIER, C.J. WADDINGTON
Communic. privée (1967)

(28) - AGRAWAL et al.
Proc. I.C.C.R., London 1, 453, (1965)

(29) - J. VAN HEERDEN, B. JUDEK
Can. J. Phys. 38, 964 (1960)

(30) - COMSTOCK et al
Astrophys. Journal 146, 51 (1966)

(31) - W.R. WEBBER, J.F. ORMES
Univ. of Minnesota, Techn. Report CR 95 (1967)

(32) - BURBIDGE, FOWLER, HOYLE
Nature, 216, 22 (1967)

(33) - L. KOCH
B.I.S.T. / C.E.A. n° 132, déc. 1968

(34) - H. REEVES
"High energy Nucleosynthesis", 1968

(35) - R. BERNAS, E. GRADZSTAHN, H. REEVES, E. SCHATZMANN
Ann. of Phys. 44, 426 (1967)

(36) - W.R. WEBBER
- Handb. of Physics, Vol XLVI/2
- Cosmic Rays, 2. p; 197

(37) - BISWAS et al
Phys. Rev. 159 , n° 5, 1063 (1967)

(38) - J.P. MEYER, D.E. HAAGE, F.B. Mc DONALD
Can. J. Phys. Vol 46, S 503 (1968)

(39) - R. RAMATY, R.E. LINGENFELTER
Goddard Space Flight Center, preprint X-611-68-44 (1968)

(40) - ALARD et al
C.R. Acad. Sc. Fr, 270, 1438 (1970)

(41) - KOMAROV et al
- Preprint Joint institute for Nucl. Res. Dubna, 1969, P1-4373
- Preprint Joint institute for Nucl. Res. Dubna, 1969, P1-4227

(42) - ALARD et al
- C.R. Acad. Sc. Fr. 269, 212 (1969)
- Colloque "mécanismes des réactions nucléaires", Grenoble mars 1970

(43) - B. ROSSI
"High Energy Particles", Prentice Hall, N.Y. 1952

(44) - KAPLON et al
Phys. ReV. 96, 1408 (1954)

(45) - RAJOPADHYE et WADDINGTON
Phil Mag. 3, 25 (1958)

(46) - CESTER et al Nuovo. Cim. 3, 1471 (1956)

(47) - E. JEANNET Thèse, Neuchâtel, 1963

(48) - POSKANZER et al U.C.R.L.-18 996, Preprint, Juill 1970
soumis à Phys. ReV.

(49) - CHENEVERT et al
Nuclear Phys. A122 (1968) 481-511

(50) - P.I. FEDOTOV
J.E.T.P. 10, 674 (1960)
N.A. PERFILOV
C.E.R.N. 63-28 Juill. 1963

(51) - M. LEFORT, X. TARRAGO, Nucl. Phys. 46, 161 (1963)

(52) - P. RADVANYI et J. GENIN
J. Phys. Rad. 21, 322 (1960)

(53) - AZHGIREI et al
Soviet Phys. JETP, 6, 33, n° 5, (1968)

(54) - KOMAROV et al
J.I.N.R., preprint (1969)

(55) - P.A. PIROUE, A.J.S. SMITH
Phys. ReV. 148, 1315 (1966)

(56) - A. SCHWARZSCHILD, C. ZUPANÇIÇ
Phys. ReV. 129, n° 2 (1963)

(57) - FITCH et al
Phys. ReV. 126 n° 1849 (1962)

(58) - K. GOEBEL
C.E.R.N. 58-2

(59) - E.L. FIREMAN et J. ZAHRINGER
Phys. ReV. 107, 1695-1698

(60) - CURRIE et al.
Phys. ReV. 101, 1557 (1956)

(61) - LEFORT et al
Doc. Lab. Joliot-Curie, Paris (1960)

(62) - KUZNETZOV et al
J.E.T.P. 35, 587-591 (1958)

(63) - L.A. CURRIE
Phys. ReV. 114, 878 (1959)

(64) - E.L. FIREMAN
Phys. ReV. 97, 1303 (1955)

(65) - P.A. BENIOFF
Phys. ReV. 119, 316-324 (1960)

(66) - D. LAL, M. HONDA
Phys. ReV. 118, 1618-1626 (1960)

(67) - D.W. BAHR
Thèse , Univ. California- 1957

(68) - K. GOEBEL, H. SCHULTES, J. ZAHRINGER
C.E.R.N. 64-12, mars 1964

(69) - R/ SERBER : Phys. ReV. 72, 1114 (1947)
M.L. GOLDBERGER : Phys. ReV. 74, 1269 (1948)

(70) - V. WEISSKOPF : Phys. ReV. 52, 295 (1937)

(71) - K.J. LECOUTEUR :
Proc. Phys. Soc. A 63, 259 (1950)

(72) - R. HAGEDORN et J. MACKE :
Komische Strahlung 201 (1953)

(73) - I. DOSTROVSKY, P. RABINOWITCH, R. BIVINS
Phys. ReV. 111 , 1659 (1958)

(74) - S.T. BUTLER et C.A. PEARSON
Phys. ReV. 129, 836 (1963)
Phys. Lett. 9, 930 (1964)

(75) - C. ZUPANČIČ
Phys. Letters 4, 182 (1963)

(76) - N. KURTZ
Thèse, Strasbourg (1965)
Nuovo Cim. 38, 141 (1965)

(77) - J. FAIN
Thèse, Clermont-Ferrand (1968)

(78) - P. VIALLEFONT
Thèse, 3ème Cycle, Clermont-Ferrand (1969)

(79) - S.T. BUTLER, C.A. PEARSON
Phys. Lett. 1, 77 (1962)

(80) - P. CUER, J. COMBE, A. SAMMAN
Comptes Rendus, 240, 75 (1955)
Comptes Rendus, 240, 1527 (1955)

(81) - A.H. JAMES, H.G. PUGH
Nucl. Phys. 42, 441 (1963)

(82) - T. YUASA, E. HOURANI
ReV. Mod. Phys. 37, 399 (1965)

(83) - ROOS et al
Phys. ReV. 176, 1246 (1969)

(84) - B. GOTTSCHALK et S.L. KANNENBERG
N.U.B. 1976, oct. 1969

(85) - RUHLA et al
Phys. Lett. 6, 282 (1963)

(86) - H. GAUVIN et R. CHASTEL
J. Physique 28, n° 2, 129 (1967)

(87) - D.F. JACKSON, L.R.B. ELTON
Proc. Phys. Soc. 85, 659 (1965)

(88) - D.F. JACKSON
ReV. Mod. Phys. 37, 393 (1965)

(89) - D.F. JACKSON
Nuovo. Cim. 40 B, 109 (1965)

(90) - D.F. JACKSON
Proc. Phys. Soc. 88, 101 (1966)

(91) - V.V. BALASHOV, A.N. BOYARKINA, I. ROTTER
Nucl. Phys. 59, 417 (1964)

(92) - BEREGI et al
Nucl. Phys. 66, 513 (1965)

(93) - Y. SAKAMOTO
Nucl. Phys. 66, 531 (1965)

(94) - V.V. BALASHOV et D.V. MEBONYIA
Nucl. Phys. A107, 369 (1968)

(95) - W. CZYŻ, L. LEŚNIAK
"High energy physics and Nuclear Structure", North Holland (1967) - p. 339

(96) - R.J. GLAUBER "High energy physics and Nuclear Structure", North Holland (1967) p. 311

(97) - J. COMBE, L. HOFFMANN, R. LLOSA, P. ŻIELINSKI
"Proposal to study heavy fragments emitted in the interactions of 12 GeV protons with complex nuclei"
C.E.R.N. EmC 65/1

(98) - W.H. BARKAS "Nuclear Research Emulsions"
Acad. Press. N.Y. (1963)

(99) - J.P. ALARD, A. CORDAILLAT
Document NP C.E.R.N., 1967

(100)- J. RANFT
C.E.R.N. - Rapport MPS/Int. MU/EP 66-8 (1966)

(101)- A. CORDAILLAT, R. OPEL, R. PFOHL
Rapport C.E.R.N. 67-16 (oct. 1967)

(102)- E. FERMI
Progr. Theor. Phys. 5, 570 (1960)

(103)- B. JORDAN
Rapp. C.E.R.N. 65-14 (1965)

(104)- J.P. COSTILHES
Thèse 3ème Cycle, Clermont-Ferrand, 1970

(105)- R. HAGEDORN
Nuovo Cim. 25, 1017 (1962)

(106)- B. SECHI ŻORN
Bull. amer. Phys. Soc. 7, 349 (1962)

(107)- J. OOSTENS "Preliminary Results of the d. production experimant at Saturne
Juin 1961 - (Internal Report).

(108)- R. HAGEDORN
Phys. ReV. Letters 5, 276 (1960)

(109)- D.S. NARAYAN, K.V.L. SARMA
Progress thor. Phys. 31, n° 1 (1964)

(110)- CERULUS
Nuevo Cim. 19, 528 (1961)

(111)- COCCONI et al
Phys. ReV. Let. 5, 19 (1960)

(112)- R. HAGEDORN - Suppl. Nuovo Cim. 2-III, 147 (1965)

(113)- R. HAGEDORN - Preliminary report C.E.R.N. 67/269/5 - TH 751

(114)- R. HAGEDORN - J. RANFT Suppl. Nuovo Cim. 6, 169 (1968)

(115)- R. HAGEDORN et J. RANFT - Suppl. Nuovo. Cim. 6, n° 2, 298 (1968)

(116)- R. HAGEDORN, H. GROTE, J. RANFT "Particle spectra", C.E.R.N., 1970

(117)- L. LANDAU et K. LIFCHITZ
"Mécanique statistique", M.I.R., 1966

(118)- J.F. LEE et F.W. SEARS
"Thermodynamics", Addison-Wesley, 1963

(119)- KERSON HUANG,
"Statistical mechanics", J. WIley, New-York, 1963

(120)- W. KUNZ et J. SCHINTLMEISTER
"Nuclear Tables", part II, Pergamon Press, Oxford-London, (1964)

(121)- C. MOTTA, Thèse 3ème Cycle, en préparation

(122)- L. FRAYSSE, Thèse 3ème Cycle, en préparation

(123)- S.T. CHARALAMBUS, K. GOEBEL, W. STOTZEL-RIEZLER
Naturforsch. 24a, n°2 (1969)

(124)- A. SICRE, Thèse 3ème Cycle, Bordeaux, 1969

(125)- J.V. BEHR, R, HAGEDORN
Il Nuovo Cim. Vol. XXIII, n° 2 (1962)

(126)- G. MOLIERE
Z. Naturforsch 2a, 133 (1947)

(127)- L. VOYVODIC, E. PICKUP
Phys. ReV. 85, 91 (1952)

(128)- C. MOTTA
Rapport D.E.A., Clermont-Ferrand, 1968

(129)- A. COCHE, "Colloque électron-nucléaire et radioprotection"
tome 1, Toulouse, 1968, p. 1, Session I

(130)- P. SIFFERT, "Colloque électron-nucléaire et radioprotection"
tome 1, Toulouse, 1968, p. 1, Session I

(131)- J.P. ALARD, A. CORDAILLAT, M. CORNAGO, J. FARGEIX, L. FRAYSSE,
G. ROCHE et A. SICRE
Comptes rendus, 270, 1438 (1970) C-21
Conf. sur la Physique des Hautes Energies, Aix-en-Provence

(132)- S.C. CURRAN, Luminescence and the scintillatien counter,
Butterworks Scientifics Publication, London

(133)- J. DHERMAIN
Rapport D.E.A., 1970, Clermont-Ferrand

(134)- C.F. WILLIAMSON, J.P. BOUJOT, J. PICARD
Rapport C.E.A. R-3042 (1966)

(135)- C.E.R.N. PH-III- 70-41 (1970)

(136)- J. DHERMAIN Thèse 3ème Cycle, en préparation

(137)- A.M. POSKANZER Communication privée, soumise à Phys. Rev.

(138)- C. ZUPANÇIÇ Phys. Letters 4, n° 3 (1963)

(139)- S.T. BUTLER, C.A. PEARSON
Phys. Lett. 9, 330 (1964)

(140)- BJORICLUND, BLANDFORD, FERNBACH Phys. ReV. 108 (1957)

(141)- G. BERNARDINI, E.T. BOOTH, S. LINDENBAUM : Phys. ReV 88
1017 (1952)

(142)- N. METROPOLIS, R. BIVINS, M. STORM - Phys. ReV. 110, 204 (1958)

(143)- Y. AVNI, M. FRIEDMANN, D. KESSLER - Rapp. IAEC, IA 975 (1965)

(144)- GOLDBERGER WATSON "Collision Theory" (J. Wiley - 1966)

(145)- ALARD et al C.R. Acad. Sc. Fr. t 268, 12 mai 1969

(146)- R. HOFSTADIER Ann. ReV. Nucl. Sci. 7, 295 (1957)

(147)- T. KIRSTEN, D. KRANKOWSKY, J. ZÄHRINGER
Geochim . Cosmochim . Acta 27, 13 (1963)

(148)- J.E. MAYER, M.G. MAYER, Statistical Mechamics
(John Wiley, New-York, 1940)

Série : E

N° 145

VU ET PERMIS D'IMPRIMER

(Décret n° 67-750 du 29 Août 1967)

Clermont-Ferrand, le 19 Avril 1971.

Le Président,

UNIVERSITÉ DE CLERMONT - FACULTÉ DES SCIENCES

R. KOHLMULLER